Інститут радіофізики та електроніки ім. О. Я. Усикова
Національна академія наук України

Інститут радіофізики та електроніки ім. О. Я. Усикова
Національна академія наук України

Кваліфікаційна наукова
праця на правах рукопису

КОСЯК ОЛЕГ СЕРГІЙОВИЧ

УДК 537.533.31:621.396.624

ДИСЕРТАЦІЯ

КВАЗІОПТИЧНІ ПОЛЯРИЗАЦІЙНІ ПЕРЕТВОРЮВАЧІ ТЕРАГЕРЦОВОГО ДІАПАЗОНУ

01.04.03 – радіофізика

Подається на здобуття наукового ступеня кандидата фізико-математичних наук

Дисертація містить результати власних досліджень. Використання ідей, результатів і текстів інших авторів мають посилання на відповідне джерело
_____ О. С. Косяк

Науковий керівник: Кузьмичов Ігор Костянтинович, доктор фізико-математичних наук, старший науковий співробітник

Харків – 2017

АНОТАЦІЯ

Косяк О. С. Квазіоптичні поляризаційні перетворювачі терагерцового діапазону. – Кваліфікаційна наукова праця на правах рукопису.

Дисертація на здобуття наукового ступеня кандидата фізико-математичних наук за спеціальністю 01.04.03 – радіофізика. – Інститут радіофізики та електроніки ім. О. Я. Усикова Національної академії наук України, м. Харків, 2017.

Надзвичайно важливою особливістю терагерцового (ТГц) діапазону частот є можливість та доцільність використання квазіоптики (КО). Квазіоптика дозволяє широко використовувати поляризаційні принципи і методи перетворення хвильових пучків. Ці принципи базуються на широкому застосуванні перетворювачів поляризації на основі різних анізотропних структур.

Метою дисертаційної роботи є дослідження квазіоптичних перетворювачів поляризації (КПП) ТГц діапазону частот, заснованих на штучних структурах із подвійним променезаломленням, яке в роботах М. Борна отримало назву «подвійне променезаломлення форми» («form birefringence»), та вироблення практичних рекомендацій з метою їх розробки та застосування.

В роботі представлено аналіз різних видів порожнистих діелектричних хвилеводів (ПДХ) в результаті яких зроблено висновок про доцільність використання порожнистого діелектричного променеводу (ПДП) для макетування КПП, основна мода якого HE_{11} має симетричний амплітудний розподіл і практично плоский фазовий фронт. Розглянуто різні типи субхвильових структур та зроблено висновок про можливість використання структур із подвійним променезаломленням форми для створення на їх основі КПП. За допомогою чисельного методу інтегральних функціоналів в частотній області для багатомодової задачі розсіювання розглянуто

поведінку структури з подвійним променезаломленням при кінцевій товщині пластин. Проведено порівняння з розглянутою М. Борном аналогічною структурою де товщина пластини значно менше за довжину хвилі. Зроблено висновки про межі застосування аналітичних виразів М. Борна. Розглянуто способи узгодження структури з подвійним променезаломленням з квазіоптичним трактом. Поряд із цим запропоновано та розглянуто два способи узгодження, за допомогою елементів самої структури з подвійним променезаломленням. За допомогою методу поляризаційних матриць розсіювання розглянуто перестроювальні та широкосмугові диференціальні фазові секції в ТГц діапазоні частот. Розглядається практичне застосування запропонованих широкосмугових ДФС в квазіоптичних поляризаційних пристроях, таких як: широкосмуговий обертач площини поляризації та поляризаційний фазообертач. Проведено експериментальне дослідження, яке показало відповідність теоретичних і практичних результатів.

Наукова новизна одержаних результатів:

1. Вперше методом інтегральних функціоналів в частотній області для багатомодової задачі розсіювання розраховані параметри для структур, заснованих на ефекті подвійного променезаломлення форми.

2. Вперше в ТГц діапазоні частот розроблені способи узгодження структур, що мають властивість подвійного променезаломлення форми за допомогою елементів самих структур. Зроблено висновок про доцільність в ТГц діапазоні «анізотропного» узгодження за допомогою діелектрика, що має меншу діелектричну проникність.

3. Вперше досліджені чвертьхвильові та півхвильові перестроювальні ДФС, що складаються із декількох ДЕ. Знайдено інтервали

диференціального зсуву фаз окремих ДЕ, за яких можлива реалізація чвертьхвильових і півхвильових ДФС, що перестроюються. Встановлено закони зміни кута розвороту осей анізотропії ДЕ.

4. Вперше реалізовані широкосмугові чвертьхвильові та півхвильові ДФС. Широкосмугова чвертьхвильова ДФС складається з двох ДЕ, що не перестроюються, які створюють на центральній частоті діапазону диференціальні зсуви фаз 90º і 180º та розгорнуті на кут 58º–60º. Широкосмугова півхвильова ДФС складається з трьох 180º ДЕ, середній із яких розгорнуто на кут 56º–60º.

5. Вперше запропоновано та реалізовано широкосмуговий обертач площини поляризації та поляризаційний фазообертач для низькочастотної частини ТГц діапазону частот.

Ключові слова: терагерцовий діапазон, квазіоптика, променевід, диференціальна фазова секція, двопроменезаломлення форми, узгодження.

ABSTRACT

Kosiak O. S. Quasioptical polarization converters of terahertz range. – The manuscript.

Thesis for a candidate degree by speciality 01.04.03 – O. Ya. Usikov Institute for Radiophysics and Electronics of NAS Ukraine, Kharkiv, 2017.

An extremely important feature of the terahertz (THz) frequency range is the possibility and feasibility of using the principles and methods of quasioptics (QO). Quasi ptics makes it possible to widely use polarization principles and methods for

converting wave beams. These principles are based on a wide application of polarization transducers based on various anisotropic structures.

The aim of the thesis is to investigate the quasioptical polarization converters (QPC) of the frequency band based on artificial structures with birefringence, which in the works of M. Born was called «form birefringence», and the development of practical recommendations for their development and application.

The paper presents the analysis of various types of hollow dielectric waveguides (HDW), which resulted in the conclusion that it is expedient to use a hollow dielectric beamguide (HDP) for the QPC modeling, the main mode of which HE_{11} has a symmetric amplitude distribution and a practically flat phase front. Different types of subwave structures are considered and the conclusion about the possibility of using structures with form birefringence for the developing the QPC on their basis is drawn. The behavior of a birefringent structure with a finite plate thickness is considered using the numerical method of integral functionals in the frequency domain for a multimode scattering problem. A comparison is made with the analogous structure considered by M. Born at a plate thickness much smaller than the wavelength. Conclusions about the limits of the applicability of M. Born's analytic expressions are made. The methods for matching a birefringent structure to a QO path are considered. Along with this, two methods of matching using elements of the birefringent structure itself have been proposed and considered. Using the method of polarization scattering matrices, tunable and broadband DPS in the THz frequency range are considered. The practical application of the proposed broadband DPS in quasioptical broadband polarization plane rotator for an ellipsometer and a polarization phase shifter is discussed. An experimental study has been performed showing good agreement between theoretical and practical results.

The scientific novelty of the work is determined by the following results.

1. Parameters for structures based on the form birefringence were calculated for the first time by the method of integral functionals in the frequency domain for a multimode scattering problem.

2. For the first time in the THz frequency range methods have been developed for matching structures having the form birefringence using elements of the structures themselves. A conclusion about the expediency in the THz range of “anisotropic” matching with a dielectric having a lower dielectric constantis made.

3. Quarter-wave and half-wave tunable DPSs consisting of several BEs were first studied. The intervals of the differential phase shift of the individual BEs at which the tunable quarter-wave and half-wave DFS can be realizedare found. The expressions governing the change in the angle of rotation of the axes of the anisotropy of BE are established.

4. Broadband quarter-wave and half-wave DPS are realized for the first time. The broadband quarter-wave DPS consists of two non-tunable BEs that produce differential phase shifts of 90º and 180º at the center frequency of the band and deployed at an angle of 58º–60º.

6. For the first time a wide-band polarization plane rotator and a polarization phase shifter for the low-frequency part of the THz frequency range have been proposed and implemented.

Key words: terahertz frequency range, quasioptics, beam guide, differential phase section, form birefringence, matching.

ОСНОВНІ ПУБЛІКАЦІЇ ЗА ТЕМОЮ ДИСЕРТАЦІЇ

1. Косяк О. С. Дифференциальные фазовые секции на основе двулучепреломления формы в терагерцевом диапазоне частот / О. С. Косяк, В. И. Безбородов, Е. М. Кулешов, П. К. Нестеров // Радиофизика и электроника. – 2014. – Т. 5(19), № 3. – С. 92 – 97.
2. Косяк О. С. Согласование структур с двулучепреломлением формы со свободным пространством в терагерцевом диапазоне частот / О. С. Косяк, В. И. Безбородов, Е. М. Кулешов, В. В. Ячин // Радиофизика и электроника. – 2015. – Т. 6(20), № 2. – С. 83 – 89.
3. Косяк О. С. Перестраиваемые и широкополосные дифференциальные фазовые секции в терагерцевом диапазоне частот / О. С. Косяк, В. И. Безбородов, Е. М. Кулешов, П. К. Нестеров // Радиофизика и Радиоастрономия. – 2016. – Т. 21, №4. – С. 318-329.
4. Косяк О. С. Вращатель плоскости поляризации для широкополосного эллипсометра терагерцевого диапазона / О. С. Косяк, В. И. Безбородов, И. К. Кузьмичев // Радиофизика и Радиоастрономия. – 2017. – Т. 22, №1. – С. 78-85.
5. Kosiak O. S. Wideband Quasi-Optical Polarization Phase Shifter Operating in the THz Frequency Range / O. S. Kosiak, V. I. Bezborodov, P. K. Nesterov // Telecommunications and Radio Engineering. – 2017. – Vol.76, No 3. – P. 227-236.
6. Kosiak O. S. Differential Phase Sections Based on Form Birefringence Effect Operating in the Terahertz Frequency Range / V. I. Bezborodov, O. S. Kosiak, Ye. M. Kuleshov, V. V. Yachin // Proceedings of the 20th International Conference on Microwaves, Radar and Wireless Communications (MIKON-2014), Gdańsk, Poland, June 16–18 – 2014. – Vol.1, **ISBN :** 978-83-931525-2-0.
7. Kosiak O. S. Variable and broadband differential phase sections in the THz frequency range / O. S. Kosiak, V. I. Bezborodov, Ye. M. Kuleshov //

Proceedings of the 21th International Conference on Microwaves, Radar and Wireless Communications (MIKON-2016), Krakow, Poland, May 9÷11 – 2016; **ISBN:** 978-1-5090-2214-4

8. Kosiak O. S. Wideband quasi-optical polarization phase shifter operating in the THz frequency range / O.S. Kosiak, V.I. Bezborodov, P.K. Nesterov// Proceedings of the First Conference on Electrical and Computer Engineering (Ukrcon-2017), Kyiv, Ukraine, May 29 – June 2 – 2017; **ISBN:** 978-966-304-207-7.
9. Kosiak O. S. Differential Phase Sections Based on Form Birefringence in the Terahertz Frequency Range / O. S. Kosiak, V. I. Bezborodov, Ye. M. Kuleshov, V. V. Yachin // 14th Kharkiv Young Scientists Conference on Radiophysics, Electronics, Photonics and Biophysics, October14-17, 2014 / O. Ya. Usikov IRE NASU (Kharkiv, Ukraine).
10. Kosiak O. S. Matching the Differential Phase Sections Based On Form Birefringence Effect with Free Space in the Terahertz Frequency Range / O. S. Kosiak, V. I. Bezborodov, Ye. M. Kuleshov, V. V. Yachin // International Young Scientists Forum on Applied Physics, September 29 - October 2, 2015 / Dnipropetrovsk, Ukraine.

ЗМІСТ

ПЕРЕЛІК УМОВНИХ СКОРОЧЕНЬ…… 11
ВСТУП……..... 15
РОЗДІЛ 1 ОГЛЯД ЛІТЕРАТУРИ ТА ВИБІР НАПРЯМКУ ДОСЛІДЖЕНЬ ……..... 24
1.1 Хвилеводи класу «порожнистий діелектричний хвилевід»……. 24
1.1.1 Характеристика круглих ПДХ…… 27
1.1.2 Характеристика прямокутних ПДХ……..... 33
1.1.3 Порівняльний аналіз круглих і прямокутних ПДХ …….. 36
1.2 Субхвильові структури ТГц діапазону частот ……. 39
1.2.1 Дифракційні ґратки …… 39
1.2.2 Метаматеріали…….. 40
1.2.3 Штучні діелектрики ……..... 42
1.2.4 Структури з подвійним променезаломленням форми…..... 42
1.3 Методи дослідження структур з подвійним променезаломленням ……... 46
1.3.1 Теоретичні методи досліджень …….. 46
1.3.2 Експериментальні методи досліджень ……..... 47
Висновки по РОЗДІЛУ 1……. 48
РОЗДІЛ 2 ДИФЕРЕНЦІАЛЬНІ ФАЗОВІ СЕКЦІЇ НА ОСНОВІ ДВОПРОМЕНЕЗАЛОМЛЕННЯ ФОРМИ В ТГЦ ДІАПАЗОНІ ЧАСТОТ ……... 49
2.1 ДФС на основі ефекту двопроменезаломлення форми …… 50
2.2 Суть методу інтегральних функціоналів ……... 53
2.3 Розрахунок двопроменезаломлюючої структури в області, де період порівняний із довжиною хвилі …..……... 59
2.4 Експериментальне дослідження ДФС ……... 63
Висновки по РОЗДІЛУ 2……. 66
РОЗДІЛ 3 ПОГОДЖЕННЯ СТРУКТУР З ДВОПРОМЕНЕЗАЛОМЛЕННЯМ ФОРМИ З КВАЗІОПТИЧНИМ ТРАКТОМ У ТГЦ ДІАПАЗОНІ ЧАСТОТ …… 67
3.1 Узгодження за допомогою вибору осьового розміру ДФС …… 67

3.2 Узгодження чвертьхвильовим шаром діелектрика ……. 69
3.3 Узгодження за допомогою елементів структури ……. 71
3.3.1 «Ізотропне» узгодження …… 72
3.3.2 «Анізотропне» узгодження …… 75
3.4 Експериментальні дослідження ……. 81
Висновки по РОЗДІЛУ 3……. 83
РОЗДІЛ 4 ПЕРЕСТРОЮВАЛЬНІ ТА ШИРОКОСМУГОВІ ДФС В ТГЦ ДІАПАЗОНІ ЧАСТОТ ……... 85
4.1 Перестроювальні ДФС…… 86
4.1.1 Перестроювальна чвертьхвильова ДФС…… 86
4.1.2 Перестроювальна півхвильова ДФС…….. 90
4.2 Широкосмугові ДФС…….. 93
4.2.1 Широкосмугова півхвильова ДФС……..... 93
4.2.2 Широкосмугова чвертьхвильова ДФС…….. 99
4.3 «Надширокосмугові» ДФС……. 102
4.4 Експериментальне дослідження …….……... 104
Висновки по РОЗДІЛУ 4……. 109
РОЗДІЛ 5 ШИРОКОСМУГОВІ КВАЗІОПТИЧНІ ПОЛЯРИЗАЦІЙНІ ПРИСТРОЇ ТГЦ ДІАПАЗОНУ ЧАСТОТ ……. 111
5.1 Вибір параметрів структури, що має властивість двопроменезаломлення форми ……. 111
5.2 Обертач площини поляризації для широкосмугового еліпсометра …… 115
5.3 Широкосмуговий поляризаційний фазообертач..……. 122
Висновки по РОЗДІЛУ 5……. 131
ВИСНОВКИ…….…. 133
СПИСОК ВИКОРИСТАНИХ ДЖЕРЕЛ…… 136
ДОДАТОК А …… 148

ПЕРЕЛІК УМОВНИХ СКОРОЧЕНЬ

БММ – ближньо міліметровий діапазон довжин хвиль;

ВВЧ – вкрай високочастотний діапазон частот;

ГВЧ – гіпер високочастотний діапазон частот;

ДФС – диференціальна фазова секція;

ДЕ – двопроменезаломлюючий елемент;

ІЧ – інфрачервоний діапазон частот;

КО – квазіоптика;

КПП – квазіоптичний поляризаційний перетворювач;

КСВН – коефіцієнт стоячої хвилі по напрузі;

МДП – метало-діелектричний променевід;

НВЧ – надвисокочастотний діапазон частот;

ОПП – обертач площини поляризації;

ПДХ – порожнистий діелектричний хвилевід;

ПДП – порожнистий діелектричний променевід;

ПМР – поляризаційна матриця розсіювання;

СММ – субміліметровий діапазон довжин хвиль;

ТГц –терагерцовий діапазон частот;

[*x*, *y*] – лінійний поляризаційний базис (*x* – поляризація по осі абсцис, *y* – поляризація по осі ординат);

[п, л] – круговий поляризаційний базис (п – правокругова поляризація, л – лівокругова поляризація);

a – радіус внутрішнього каналу круглого ПДХ;

2*a*, 2*b* – розмір широкої та вузької стінки прямокутного хвилеводу;

$A_{\min}$, $A_{\max}$ – відповідно мінімальне та максимальне значення фізичної величини А;

BE – birefringent element;

$\vec{D}$ – вектор електричного зміщення;

DPS – differential phase section;

d – товщина діелектричної стінки хвилеводу;

E_φ, E_z – тангенціальні складові електричного поля на межі хвилеводного каналу;

$\vec{E}$, $\vec{H}$ – вектори напруженості відповідно електричного та магнітного полів електромагнітної хвилі;

EH_{nm} – гібридні типи коливань у круглому ПДХ;

$F=t_1/(t_1+t_2)$ – коефіцієнт заповнення двопроменезаломлюючої структури з середовищем із діелектричною проникністю ε_1;

f – частота;

f_0 – центральна частота діапазону;

$\hat{G}$ – матриця перетворення лінійного базису в круговий;

$j=\sqrt{-1}$ – уявна одиниця;

$J_m(x)$ – функція Бесселя m-го порядку;

H_φ, H_z – тангенціальні складові магнітного поля на межі хвилеводного каналу;

$h=L/\lambda$ – електрична довжина ДФС;

k – хвильове число у вільному просторі;

$l_{\text{пр}}$, $d_{\text{пр}}$ – період і діаметр дротів поляризувальних дротяних ґраток;

L – довжина ДФС;

LE, LM – поздовжні електричні та магнітні хвилі у прямокутному ПДХ;

$n=\sqrt{\varepsilon'}$ – показник заломлення в середовищі;

$n_{\text{ср}}=\sqrt{n_p n_s}$ – середній показник заломлення двопроменезаломлюючого середовища;

n_s, n_p – показник заломлення двопроменезаломлюючого середовища, відповідно перпендикулярний і паралельний до осі анізотропії;

R_p та R_s – модулі коефіцієнтів відбиття по полю відповідно паралельно і перпендикулярно до осі анізотропії;

r – коефіцієнт еліптичності;

$\hat{S}$ – поляризаційна матриця розсіювання;

T_p та T_s – модулі коефіцієнтів проходження по полю відповідно паралельно і перпендикулярно до осі анізотропії;

THz – terahertz;

t_i – товщина i-ої діелектричної пластини;

TE_{nm} , TM_{nm} – поздовжні електричні та магнітні хвилі у круглому ПДХ;

Z_t і Z_z – відповідно, поперечний і поздовжній імпеданс;

Q – кількість сегментів шару;

V – обсяг розсіюючого середовища;

α – кут повороту площини анізотропії ДФС;

$\alpha_{nm}^{\pm}$ – коефіцієнт загасання;

$\beta_{nm}^{\pm}$ – коефіцієнт фази;

γ_{nm} – коефіцієнт поширення моди з азимутальним n та радіальним m індексами;

Δ_i – диференціальний фазовий зсув, що створюється i-м ДЕ;

$\Delta n = n_p - n_s$ – показник двопроменезаломлення;

$\Delta\varphi$ – диференціальний зсув фаз ДФС;

ε_i – діелектрична проникність i-го середовища;

ε_0 – діелектрична проникність вільного простору;

ε_s, ε_p – діелектрична проникність двопроменезаломлюючого середовища, відповідно перпендикулярної та паралельної до осі анізотропії;

$\varepsilon_{\text{ср}} = \sqrt{\varepsilon_p \varepsilon_s}$ – середня діелектрична проникність двопроменезаломлюючого середовища;

$\varepsilon_{\text{узг}}$ – діелектрична проникність узгоджувального шару;

æ $= l_{\text{пр}}/\lambda$, $S = d_{\text{пр}}/l_{\text{пр}}$ – відносний період і коефіцієнт заповнення дротяних ґраток, відповідно;

λ – довжина хвилі у вільному просторі;

μ_0 – магнітна проникність вільного простору;

φ – кут розвороту ДЕ;

ψ – азимут площини анізотропії еквівалентної ДФС;

θ – кут повороту площини поляризації;

Ф – зсув фази, що вводиться фазообертачем;

$\hat{\varphi}, \hat{\psi}$ – матриці повороту лінійних поляризаційних базисів, відповідно, на кути ψ та φ;

ВСТУП

В даний час йде процес інтенсивного освоєння великої області електромагнітного спектра хвиль, які прийнято відносити до терагерцового (ТГц) діапазону. Терагерцовий діапазон на шкалі частот електромагнітних коливань займає смугу від 0,1 ТГц до 10 ТГц і включає в себе: високочастотну частину вкрай високочастотного (ВВЧ) діапазону з частотами f=(0,1–0,3) ТГц, що відповідає довжинах хвиль від 3 мм до 1 мм; весь субміліметровий (СММ) або гіпервисокочастотний (ГВЧ) діапазон з частотами f=(0,3–3) ТГц, що відповідає довжинам хвиль від 1мм до 0,1 мм; низькочастотна частина інфрачервоного (ІЧ) діапазону з частотами f=(3–10) ТГц, що відповідає довжинам хвиль λ від 0,1 мм до 0,03 мм.

Інтерес до цієї області спектра обумовлений, з одного боку, безупинно зростаючими потребами в розширенні інформаційного простору, збільшення швидкості та підвищення обсягу інформаційних потоків. Це, в свою чергу, вимагає розширення робочих смуг і, отже, підвищення несучих частот електромагнітних хвиль - основних носіїв інформації. З іншого боку, в ТГц діапазоні відкриваються великі, а нерідко і унікальні можливості, для проведення ряду фундаментальних наукових і важливих прикладних досліджень в області фізики плазми, в тому числі керованого термоядерного синтезу, в області фізики твердого тіла, високотемпературної надпровідності та напівпровідникової електроніки, в радіоастрономії, фізиці атмосфери, радіоспектроскопії, в квантовій радіофізиці, біофізиці та ін. Величезні перспективи обіцяють і вже отримані вражаючі результати від використання до ВВЧ і СММ хвиль при вирішенні багатьох науково-технічних та чисто прикладних задач в радіолокації, зв'язку, радіометрії, інтроскопії, екологічному контролі навколишнього середовища, метеорології, промисловому неруйнівному контролі, на транспорті, в медицині та ін.

Актуальність теми. Надзвичайно важлива особливість ТГц діапазону хвиль полягає в можливості і доцільності використання принципів і методів

квазіоптики (КО), що дозволяють поєднувати хвильовий та оптичний підходи при розробці методів і засобів вимірювання параметрів радіохвиль і радіокіл у цьому діапазоні. Радикальний перехід до квазіоптичних принципів побудови елементної бази та приладів ближнього міліметрового (БММ) і СММ діапазонів, здійснений на початку 1960-х років, дозволив подолати ряд принципових фізичних і технологічних обмежень, які перешкоджали освоєнню цих діапазонів хвиль за допомогою традиційних одномодових порожнистих металевих хвилеводів і компонентів на їх основі. До теперішнього часу в ІРЕ НАН України створена елементна база і комплекси КО радіовимірювальних приладів і компонентів загального застосування [1-4], виконаних на основі КО ліній передачі класу «порожнистий діелектричний хвилевід» (ПДХ) виду «порожнистий діелектричний променевід» (ПДП), розроблений там же [5-7], а також на основі ПДХ виду «метало-діелектричний хвилевід» (МДХ), запропонованого в ІРЕ РАН [8,9]. Створення комплексів КО радіовимірювальних пристроїв загального застосування і розробка відповідних КО методів дозволили в широкому діапазоні БММ довжин хвиль (λ=1–4 мм) забезпечити практично всі основні види радіотехнічних вимірювань таких, наприклад, як вимірювання довжини хвилі, потужності, згасання, фази, комплексних коефіцієнтів відбиття і передачі та інше. Результати цих багаторічних досліджень узагальнені в монографії [2], а також представлені в оглядах [4, 10, 11-13, 14].

Саме КО принципи, методи і технічні засоби в повній мірі виявляють свою високу ефективність і є найчастіше безальтернативними в ТГц діапазоні, так як дозволяють зняти ряд принципових фізичних і технологічних обмежень, пов'язаних з проблемою мікромініатюризації хвилеводних структур і компонентів. Квазіоптичні радіовимірювальні методи і засоби довгохвильової ділянки ТГц хвиль на основі тих чи інших видів ПДХ вже успішно застосовуються для діагностики плазми на експериментальних установках термоядерного синтезу, в радіоспектроскопічних дослідженнях діелектриків, феритів,

напівпровідників, композитів та інших матеріалів і речовин, у радіохвильовій еліпсометрії, біофізичних дослідженнях та ін. [1, 2, 19, 77, 79, 98, 104]

Слід вказати на ще одну важливу перевагу КО при створенні радіовимірювальних засобів для фізичних досліджень - це можливість широкого використання поляризаційних принципів і методів перетворення хвильових пучків в КО трактах, які побудовано на основі хвилеводних структур класу ПДХ і їм подібних. Ці принципи побудови радіоприймальної апаратури грунтуються на широкому застосуванні різних анізотропних структур, зокрема – різних поляризувальних ґраток, одним із різновидів яких є одномірні дротові ґратки, вперше запропоновані в якості поляризатора електромагнітного випромінювання Н. А. Ірисового [15]. Застосування поляризаційних принципів дозволяє різко підвищити інформативність вимірювальних сигналів і, крім того, дає можливість в ряді випадків істотно поліпшити технічні параметри приладів і пристроїв, підвищити чутливість і точність вимірювань, а також значно розширити сферу застосування КО радіовимірювальних методів і засобів в ТГц діапазоні частот.

В даний час процес подальшого освоєння терагерцового діапазону стримує недостатньо повне уявлення про фізику роботи квазіоптичних поляризаційних перетворювачів (КПП) і відсутність практичних методичних рекомендацій щодо їх виконання. У даній дисертаційній роботі досліджуються фізичні аспекти поляризаційних перетворень в штучних структурах з подвійним променезаломленням в даному діапазоні довжин хвиль і розглядається робота ряду поляризаційних пристроїв на їх основі. Дослідження фізичних процесів, що відбуваються в КПП, важливі і актуальні, так як вони направлені на підвищення ефективності приймально-вимірювальних пристроїв і систем ТГц діапазону, на пошук нових способів управління параметрами ТГц випромінювання, що дозволяють розширити можливості і області застосування приладів цього частотного діапазону.

Зв'язок роботи з науковими програмами, планами, темами. Дану роботу виконано у відділі квазіоптики (2014-2017 рр.) Інституту радіофізики та електроніки ім. О. Я. Усикова НАН України у межах держбюджетних науково-дослідних робіт «Розвинення методів і засобів оптики і квазіоптики для встановлення закономірностей та особливостей взаємодії терагерцового випромінювання з фізичними і біологічними об’єктами» (шифр «Ореол», державний реєстраційний номер теми: 0111U001079, 01.01.2012-31.12.2016 рр.), «Розвиток і застосування оптичних і квазіоптичних методів для дослідження процесів генерації і перетворення електромагнітних хвиль терагерцового, інфрачервоного і видимого діапазонів» (шифр «Ореол-1», державний реєстраційний номер теми: 0117U004036, 01.01.2017-31.12.2021).

Мета і задачі дослідження. Мета роботи полягає у визначенні фізичних закономірностей та особливостей взаємодії електромагнітних хвиль із квазіоптичними поляризаційними перетворювачами на основі штучних структур з подвійним променезаломленням в ТГц діапазоні частот і виробленні практичних рекомендацій щодо їх розробки та застосування.

Для досягнення поставлених цілей необхідно було вирішити такі завдання:

- з'ясувати можливості створення в ТГц діапазоні структур на основі ефекту подвійного променезаломлення форми та провести їх теоретичні і експериментальні дослідження;
- провести теоретичний аналіз та експериментальні дослідження з узгодження структур, що мають властивість подвійного променезаломлення форми з квазіоптичним трактом;
- виконати теоретичні й експериментальні дослідження зі створення диференціальних фазових секцій, що перестроюються, та широкосмугових диференціальних фазових секцій на основі структур з подвійним променезаломленням форми;

- виконати експериментальні дослідження широкосмугових диференціальних фазових секцій у квазіоптичних приладах ТГц діапазону частот, які включають:

а) розробку й експериментальне дослідження широкосмугового обертача площини поляризації лінійно поляризованої хвилі;

б) розробку й експериментальне дослідження широкосмугового поляризаційного фазообертача.

Об'єктом дослідження є фізичні процеси взаємодії поляризованих електромагнітних хвиль з анізотропними структурами.

Предметом дослідження є особливості взаємодії та перетворення електромагнітних хвиль у квазіоптичних лініях передачі класу «порожнистий діелектричний хвилевід», до складу яких включені анізотропні структури.

Методи дослідження. Для вирішення поставлених завдань у роботі використано наступні методи дослідження:

- модифікований матричний метод, який використовує апарат хвильової матриці розсіювання в поєднанні з поданням парціальних хвиль у формі векторів Джонса для аналізу процесів поляризаційних перетворень у квазіоптичних електродинамічних структурах, що супроводжуються багаторазовим перевідбиванням хвиль;

- чисельний метод інтегральних функціоналів у частотній області для багатомодової задачі розсіювання;

- стандартні хвилеводні та оригінальні квазіоптичні методи вимірювань амплітудно-фазових і поляризаційних характеристик розсіювання електродинамічних структур.

Наукова новизна одержаних результатів. У дисертаційній роботі на підставі теоретичного аналізу й експериментальних досліджень встановлені фізичні закономірності й особливості взаємодії електромагнітних хвиль із квазіоптичними поляризаційними перетворювачами на основі штучних структур із подвійним променезаломленням форми в ТГц діапазоні. При цьому отримані такі нові результати:

1. Вперше створено та досліджено структури з подвійним променезаломленням форми. Показано, що при æ<0,2 (æ=*t*/λ, *t* – період структури, λ – довжина хвилі) розрахунок таких структур з достатньою для практичних цілей точністю може бути проведений за допомогою аналітичних виразів.

2. Вперше запропоновано способи узгодження структур з подвійним променезаломленням форми із квазіоптичним трактом за допомогою елементів самої структури.

3. Вперше запропоновано і реалізовано перестроювані та широкосмугові чвертьхвильові та півхвильові диференціальні фазові секції (ДФС), що складаються з декількох двопроменезаломлюючих елементів (ДЕ), що не перестроюються.

4. Вперше створено та експериментально досліджено широкосмугові обертач площини поляризації та поляризаційний фазообертач. Застосування в них широкосмугових ДФС дозволило розширити їх робочу смугу частот більше ніж в два рази, зменшити поляризаційні втрати та фазову похибку.

Практичне значення одержаних результатів. Розроблено науково-технічну базу для створення квазіоптичних перетворювачів поляризації в

ТГц діапазоні частот. Результати дослідження автора можуть знайти застосування:

- при створенні еліпсометрів ТГц діапазону частот;
- при створенні мікрокомпактних полігонів;
- при створенні фазообертачів і зсувувачів частот ТГц діапазону частот;
- при вивченні фізичних процесів взаємодії хвиль ТГц діапазону з електродинамічними структурами, матеріалами та середовищами, а також при розробці КО радіовимірювальних приладів та компонентів систем загального та спеціального застосування на основі різних видів ПДХ в зазначеному діапазоні частот.

Особистий внесок здобувача. У дисертаційній роботі узагальнені матеріали досліджень, отриманих у співавторстві за безпосередньої участі здобувача. Зі спільних публікацій у дисертації використані лише ті матеріали, в яких автору належить значний внесок: постановка задачі та цілі дослідження; обговорення теоретичних та експериментальних методів розв'язання задачі; розробка радіовимірювальних засобів і методик; фізична інтерпретація та узагальнення отриманих результатів. Фізичні ідеї, методи їх дослідження, наукова новизна отриманих результатів і висновки належать автору особисто. Матеріали дисертації опубліковано у 10 наукових працях, з них 5 статей у фахових наукових журналах, 5 доповідей на міжнародних наукових конференціях.

В роботі «Дифференциальные фазовые секции на основе двулучепреломления формы в терагерцевом диапазоне частот» [16] автору належить постановка задачі та цілі дослідження, ідея побудови диференціальної фазової секції та використання методу інтегральних функціоналів для її розрахунку, фізична інтерпретація, узагальнення і експериментальна перевірка отриманих результатів.

У роботі «Согласование структур с двулучепреломлением формы со свободным пространством в терагерцевом диапазоне частот» [17] автору

належить постановка задачі та цілі дослідження, ідея узгодження структур з подвійним променезаломленням за допомогою елементів власно структур, фізична інтерпретація, узагальнення і експериментальна перевірка отриманих результатів.

У роботі «Перестраиваемые и широкополосные дифференциальные фазовые секции в терагерцевом диапазоне частот» автору належить постановка задачі та цілі дослідження, ідея створення перестроювальних і широкосмугових секцій із декількох елементів з подвійним променезаломленням, проведення експерименту та інтерпретація отриманих даних.

У роботі «Вращатель плоскости поляризации для широкополосного эллипсометра терагерцевого диапазона» [19] автору належить постановка задачі та цілі дослідження, ідея використання широсмугової півхвильової ДФС на основі структур із штучним подвійним променезаломленням як обертача площини поляризації, проведення експерименту та інтерпретація отриманих даних.

У роботі «Wideband Quasi–Optical Polarization Phase Shifter Operating in the THz Frequency Range» [20] автору належить ідея застосування в поляризаційному фазообертачі широкосмугових ДФС на основі структур із штучним подвійним променезаломленням, проведення експерименту та інтерпретація отриманих даних.

Апробація результатів дисертації. Основні результати роботи неодноразово обговорювалися на науково-кваліфікаційному семінарі «Радіофізика та електроніка мм та субмм діапазонів хвиль» Інституту радіофізики та електроніки ім. О. Я. Усикова НАН України, а також було повідомлено на п'яти конференціях, симпозіумах і семінарах: 13th Kharkiv Young Scientists Conference on Radiophysics, Electronics, Photonics and Biophysics, December 2-6, 2013 / O. Ya. Usikov IRE NASU (Kharkov, Ukraine); MIKON 2014, 20th International Conference on Microwaves, Radar, and Wireless

Communications, June 16-18, 2014 (Gdansk, Poland); 14th Kharkiv Young Scientists Conference on Radiophysics, Electronics, Photonics and Biophysics, October 14-17, 2014 / O. Ya. Usikov IRE NASU (Kharkov, Ukraine); International Young Scientists Forum on Applied Physics September 29 - October 2, 2015 (Dnipropetrovsk, Ukraine); MIKON 2016 - 21st International Conference on Microwave, Radar and Wireless Communications, May 9-11, 2016 (Krakow, Poland); 2017 IEEE First Ukraine Conference on Electrical and Computer Engineering (UKRCON), May 29 - June 2 2017 (Kyiv, Ukraine).

Публікації. Основні результати дисертації опубліковані в 5 вітчизняних спеціалізованих наукових виданнях і рецензованих зарубіжних журналах та збірниках [16-20], у 5 тезах доповідей на міжнародних наукових конференціях [21, 22, 26, 80, 81].

Структура та об’єм дисертації. Дисертація складається з анотації, п’яти розділів, висновків, списку використаних джерел і додатка. Її повний обсяг складає 149 сторінок. Дисертація містить 59 рисунків. Список використаних джерел на 12 сторінках нараховує 104 найменування.

РОЗДІЛ 1

ОГЛЯД ЛІТЕРАТУРИ ТА ВИБІР НАПРЯМКУ ДОСЛІДЖЕНЬ

Надзвичайно важливою особливістю ТГц діапазону є можливість і доцільність використання принципів і методів КО, що дозволяють поєднувати оптичний і хвильової підходи при розробці методів і засобів вимірювання параметрів радіохвиль і радіокіл у цьому частотному діапазоні. В їх основі лежать геометричні уявлення про процеси поширення, заломлення і відбиття електромагнітних хвиль. Однак у тих випадках, коли розглядається хвильова природа фізичного процесу, що відбувається, необхідно враховувати дифракцію та інтерференцію хвиль. Серед безлічі квазіоптичних трактів особливий інтерес представляють хвилеводи класу ПДХ.

1.1 Хвилеводи класу «порожнистий діелектричний хвилевід»

До хвилеводів класу ПДХ належать лінії передачі у вигляді порожнистого каналу круглої, прямокутної або іншої форми перетину, характерні поперечні розміри яких значно більше довжини хвилі, утворені граничними структурами різного виду – діелектричними, шарувато-діелектричними, метало-діелектричними, магніто-діелектричними та ін. (рис. 1.1). Характерною особливістю ПДХ є те, що хоча граничні структури, що утворюють хвилеводний канал, можуть бути різними, ці квазіоптичні напрямні системи мають ряд загальних властивостей, зокрема, моди, що поширюються в них, мають близькі структури полів і постійні поширення. Це і дозволило об'єднати ці напрямні системи у загальний клас [23].

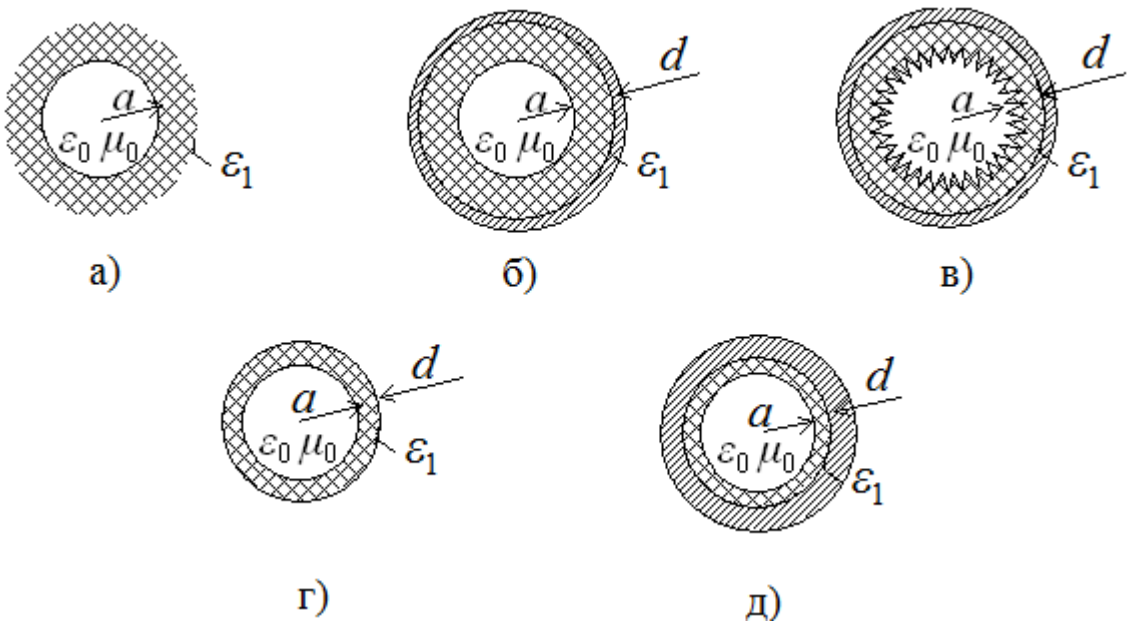


Рисунок 1.1 – Квазіоптичні напрямні структури класу «порожнистий діелектричний хвилевід» круглого поперечного перерізу: а) порожнистий канал у безмежному діелектрику; б) порожнистий діелектричний променевід із гладким каналом; в) порожнистий діелектричний променевід із профільованою внутрішньою межею каналу; г) трубчастий діелектричний хвилевід з нерезонансною товщиною стінки; д) метало-діелектричний хвилевід, де a – радіус внутрішнього каналу ПДХ; ε_0, μ_0 – відповідно діелектрична та магнітна проникності вільного простору; ε_1 – діелектрична проникність середовища, що заповнює внутрішній канал ПДХ; d – товщина діелектричної стінки хвилеводу;

Вперше квазіоптичні хвилеводи класу ПДХ були розглянуті у роботі [24], де хвилевід виду «порожнистий канал в безмежному діелектрику» (рис. 1.1, а) був запропонований для цілей передачі хвиль оптичного діапазону. Автори роботи – E. A. Marcatili і R. A. Shmeltzer – знайшли структуру поля і розрахували загасання хвиль, що поширюються в такому хвилеводі.

Надалі цей хвилевід був модифікований і запропонований як лінії передачі хвиль СММ діапазону [6]. Модифікований ПДХ являє собою круглу товстостінну трубу, виконану з діелектричного матеріалу з втратами, з

гладкою (рис. 1.1, б) або профільованою (рис. 1.1, в) внутрішньою поверхнею каналу. Діелектрична труба поміщена в несучу металеву трубу, що забезпечує жорсткість конструкції та електромагнітне екранування. Цей різновид ПДХ отримав назву «порожнистий діелектричний променевід» (ПДП) [26, 7]. Завдяки вдалому поєднанню корисних властивостей – відсутності періодичних змін параметрів хвильового пучка вздовж напрямку поширення, гладкому аксіально-симетричному амплітудному розподілу поля і практично плоскому фазового фронту основної моди, широкому діапазону робочих частот при помірному загасанні, а також технологічності і зручності в експлуатації, ПДП виявився придатним для використання в якості базової лінії передачі при створенні пристроїв і компонентів квазіоптичних трактів в БММ і СММ діапазонах довжин хвиль. На базі ПДП в ІРЕ НАН України Є. М. Кулешовим та його співробітниками було створено комплекс квазіоптичних радіовимірювальних приладів загального застосування [2], що забезпечив практично всі основні види радіовимірів у широкому діапазоні БММ і СММ довжин хвиль і зіграв велику роль у процесі освоєння СММ ділянки електромагнітного спектра в нашій країні і в країнах СНД.

В. Н. Мелехін і А. Б. Маненков [28] вперше запропонували застосовувати для передачі коротких хвиль широкі порожнисті трубчасті діелектричні хвилеводи (рис. 1.1, г). Вони показали, що в трубчастому ПДХ круглого перетину спектр хвиль значно рідший, ніж у металевому хвилеводі такої ж геометрії, а загасання нижчої витікаючої хвилі при реальних параметрах діелектрика є надзвичайно малим.

Великий внесок у розвиток теорії хвилеводів цього класу вніс Ю. Н. Казанцев, докторська дисертація якого була присвячена електродинаміці широких газово-діелектричних та метало-діелектричних хвилеводів [29]. У циклі робіт [8, 9, 29-34] Ю. М. Казанцевим і його співавторами були досліджені широкі хвилеводи різної форми з різними типами граничних структур. Виявлено умови їх оптимального збудження і детально вивчені загальні властивості полів мод і їх характеристик

поширення, що дозволило об'єднати різні види цих хвилеводів в окремий клас. Знайдена структура поля і загасання хвиль, що поширюються, показана можливість досягнення досить малого загасання робочої моди при сильному заглушенні паразитних мод.

Широкий МДХ, в якому діелектричний шар антирезонансної товщини застосований для зменшення загасання (рис. 1.1, д), вперше описаний в [35]. Подальший розвиток ця ідея отримала в роботах [8, 9, 29, 36, 34], в яких була теоретично показана і експериментально підтверджена можливість істотного зниження загасання в широкому хвилеводі прямокутного перерізу. До того ж кола ідей відноситься і робота авторів J. W. Carlin, P. D'Agostino [38].

Важливий внесок в теорію широких діелектричних хвилеводів вніс E. Snitzer [39], який запропонував зручну систему класифікації хвилеводних мод. Слід також відзначити роботи C. Dragone [40, 41], присвячені вивченню характеристик HE_{11} моди в ПДХ з імпедансними граничними структурами різних типів.

Зупинимося детальніше на розгляді електродинамічних властивостей ПДХ з найбільш поширеними та зручними для практичного застосування формами перетину хвилеводного каналу – круглої та прямокутної.

1.1.1 Характеристика круглих ПДХ

Квазіоптична лінія передачі цього типу являє собою круглий циліндричний порожнистий канал великого в порівнянні з довжиною хвилі радіуса, утворений граничними структурами різного виду (приклади деяких структур показані на рис. 1.1), причому, внутрішня межа каналу ПДХ може являти собою як гладку поверхню, так і поверхню спеціальної форми, наприклад, ребристу [6].

Для основних (т. зв. «щвидких») мод, що поширюються в каналі ПДХ, виконуються наступні умови [24]:

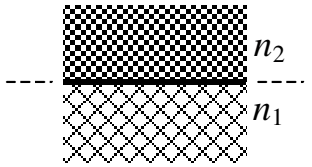
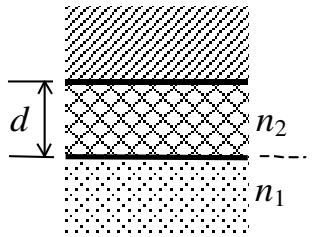
$$ka >> 1,\ \left|\frac{\gamma_{nm}}{n_0 k} - 1\right| << 1, \tag{1.1}$$

де a – радіус внутрішнього каналу ПДХ, $k = 2\pi / \lambda$, γ_{nm} – коефіцієнт поширення моди з азимутним n і радіальним m індексами; $n_0 = \sqrt{\varepsilon_0 \mu_0}$ – показник заломлення середовища, що заповнює внутрішній канал ПДХ. При виконанні вищевказаних умов, на внутрішній межі каналу справедливі еквівалентні граничні умови імпедансного типу:

$$\frac{E_\varphi}{H_Z} = Z_t,\ \frac{E_Z}{H_\varphi} = -Z_z, \tag{1.2}$$

де Z_t і Z_z - відповідно, поперечний і поздовжній імпеданс, E_φ, E_Z і H_φ, H_Z – тангенціальні складові, відповідно електричного і магнітного полів на кордоні хвилеводного каналу. Вирази для імпедансів і основних видів граничних структур, записані в нульовому порядку за ступенями малості кутів ковзання хвиль Брілюена, що формують моди ПДХ, що поширюються [33, 40], наведені в табл. 1.1.

Таблиця 1.1. Імпеданси основних видів граничних структур ПДХ

Вид граничної структури	Z_z	Z_t
 а) $n_1 = n_0 < n_2$	$r\frac{n_1}{n_2}Z$ $\left(r=\frac{\sqrt{n_2^2-n_1^2}}{n_2}\right)$	$\frac{1}{r}\frac{n_1}{n_2}Z$
 б) $n_1 = n_0 < n_2$	$i\frac{n_1}{\sqrt{n_1^2-n_0^2}}\frac{n_0}{n_1}Z\,T$ $\left(T=\operatorname{tg} kd\sqrt{n_1^2-n_0^2}\right)$	$j\frac{1}{r}\frac{n_1}{n_2}ZT+R_S\left(1+T^2\right)$

$$n_i=\sqrt{\varepsilon_i\mu_i}\,;\; Z=\sqrt{\mu_0/\varepsilon_0}\,;$$

З точністю до параметра $1/ka$ компоненти полів даних мод у внутрішньому каналі ПДХ мають вигляд (при записі формул об'єднані результати робіт [33] і [41]):

Для $TM_{0m}(n=0,\, m\geq 1)$:

$$\left.\begin{aligned} E_\varphi^{0m} &= H_r^{0m} = H_{z\ z}^{0m} = 0 \\ E_r^{0m} &= J_1(k_{0m}^+ r) - i\frac{k_{0m}^+}{k}\chi_2\frac{r}{a}J_0(k_{0m}^+ r) \\ E_z^{0m} &= (iu_{0m}^+ / ka)J_0(k_{0m}^+ r) \\ H_\varphi^{0m} &= (\varepsilon_0/\mu_0)^{1/2}E_r^{0m} \end{aligned}\right\} e^{i(\gamma_{0m}^+ z-\omega t)}, \qquad (1.3)$$

для $TE_{0m}(n=0, m\geq 1)$:

$$\left.\begin{aligned} E_r^{0m} &= H_\varphi^{0m} = E_z^{0m} = 0 \\ E_\varphi^{0m} &= J_1(k_{0m}^- r) + i\frac{u_{0m}^-}{ak}\chi_1 \frac{r}{a} J_0(k_{0m}^- r) \\ H_z^{0m} &= (iu_{0m}^- / ka) J_0(k_{0m}^- r) \\ H_r^{0m} &= -(\varepsilon_0 / \mu_0)^{1/2} E_\varphi^{0m} \end{aligned}\right\} e^{i(\gamma_{0m}^- z - \omega t)}, \qquad (1.4)$$

для $EH_{nm}(n, m\geq 1)$:

$$\begin{aligned} E_r^{nm} &= \{J_{n+1}(k_{nm}^+ r) + i\frac{\chi_1+\chi_2}{2}\frac{u_{nm}^+}{kr} J_n(k_{nm}^+ r)\} F_c^+(n,m), \\ E_\varphi^{nm} &= \{J_{n+1}(k_{nm}^+ r) - i\frac{\chi_1+\chi_2}{2}\frac{u_{nm}^+}{kr} J_n(k_{nm}^+ r)\} F_s^+(n,m), \\ E_z^{nm} &= \frac{iu_{nm}^+}{ka} J_n(k_{nm}^+ r) F_c^+(n,m), \\ H_r^{nm} &= -(\varepsilon_0 / \mu_0)^{1/2} E_\varphi^{nm}, \\ H_\varphi^{nm} &= (\varepsilon_0 / \mu_0)^{1/2} E_r^{nm}, \\ H_z^{nm} &= -(\varepsilon_0 / \mu_0)^{1/2} E_z^{nm} \mathrm{tg}(n\varphi + \theta), \end{aligned} \qquad (1.5)$$

для $HE_{nm}(n,m\geq 1)$:

$$E_r^{nm}=\{J_{n-1}(k_{nm}^{-}r)-i\frac{\chi_1+\chi_2}{2}\frac{u_{nm}^{-}}{kr}J_n(k_{nm}^{-}r)\}F_c^{-}(n,m),$$

$$E_\varphi^{nm}=-\{J_{n-1}(k_{nm}^{-}r)+i\frac{\chi_1+\chi_2}{2}\frac{u_{nm}^{-}}{kr}J_n(k_{nm}^{-}r)\}F_s^{-}(n,m),$$

$$E_z^{nm}=-\frac{iu_{nm}^{-}}{ka}J_n(k_{nm}^{-}r)F_c^{-}(n,m), \qquad (1.6)$$

$$H_r^{nm}=-(\varepsilon_0/\mu_0)^{1/2}E_\phi^{nm},$$

$$H_\varphi^{nm}=(\varepsilon_0/\mu_0)^{1/2}E_r^{nm},$$

$$H_z^{nm}=-(\varepsilon_0/\mu_0)^{1/2}E_z^{nm}\mathrm{tg}(n\varphi+\theta),$$

де $F_c^{\pm}(n,m)=A_{nm}^{\pm}\cos(n\varphi+\theta)e^{i\left(\gamma_{nm}^{\pm}z-\omega t\right)}$, $F_s^{\pm}(n,m)=A_{nm}^{\pm}\sin(n\varphi+\theta)e^{i\left(\gamma_{nm}^{\pm}z-\omega t\right)}$;

$\varepsilon_0=(n_0)^2$, μ_0 – діелектрична та магнітна проникності середовища, що заповнює внутрішній канал ПДХ; $A_{nm}^{\pm}$ та θ – постійні коэфиціенти; $u_{nm}^{\pm}$ – m-й корінь рівняння $J_{n\pm1}(u_{nm}^{\pm})=0$.

Величини $k_{nm}^{\pm}$ (поперечні хвильові числа) визначаються наступним чином:

$$k_{mn}^{\pm}=(u_{nm}^{\pm}/a)[1-(i\eta/ka)], \qquad (1.7)$$

де

$$\eta = \begin{cases} \frac{1}{2}(\chi_1 - \chi_2) \text{ для } EH_{nm} \text{ и } HE_{nm} \text{ мод} \\ \chi_1 \text{ для } TE_{0m} \text{ мод} \\ \chi_2 \text{ для } TM_{0m} \text{ мод} \end{cases}, \tag{1.8}$$

а $\chi_1 = Z_1$ та $\chi_2 = -1/Z_2$.

Комплексні величини $\gamma_{nm}^{\pm}$ (коефіцієнти поширення), обчислюються за допомогою граничних умов (1.2) і задаються виразом:

$$\gamma_{nm}^{\pm} = \sqrt{k^2 - (k_{nm}^{\pm})^2} \tag{1.9}$$

Реальна та уявна частини величини $\gamma_{nm}^{\pm}$ визначають, відповідно, коефіцієнт фази $\beta_{nm}^{\pm}$ і коефіцієнт загасання $\alpha_{nm}^{\pm}$:

$$\beta_{nm}^{\pm} = \operatorname{Re}\gamma_{nm}^{\pm} = k\left[1 - \frac{1}{2}\left(\frac{u_{nm}^{\pm}\lambda}{2\pi a}\right)\left(1 + \frac{\lambda}{\pi a}\operatorname{Im}\eta\right)\right], \tag{1.10}$$

$$\alpha_{nm}^{\pm} = \operatorname{Im}\gamma_{nm}^{\pm} = \left(\frac{u_{nm}^{\pm}}{2\pi}\right)^2 \frac{\lambda^2}{a^3}\operatorname{Re}\eta\,. \tag{1.11}$$

Особливий інтерес з описаних вище мод представляють лінійно поляризовані в поперечному перерізі моди. Для їх знаходження необхідно перетворити поперечні компоненти поля з полярних координат в декартові за допомогою звичайного перетворення:

$$\begin{pmatrix} E_x \\ E_y \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos\varphi & -\sin\varphi \\ \sin\varphi & \cos\varphi \end{pmatrix}\begin{pmatrix} E_r \\ E_\varphi \end{pmatrix}. \tag{1.12}$$

З усіх представлених мод тільки поля HE_{1m} – мод в поперечному перерізі хвилеводу лінійно поляризовані. У цьому наближенні розподіл електромагнітного поля даних мод має вигляд:

$$E_y = J_0(u_{0m} r/a) e^{i(\gamma_{0m} z - \omega t)}, \tag{1.13}$$

$$H_x = -(\varepsilon_0 / \mu_0)^{1/2} E_y, \tag{1.14}$$

де $u_{0m} = u_{1m}^-, \gamma_{0m} = \gamma_{1m}^-$, а напрямок електричного вектора поля паралельний осі y.

Як випливає з формул (1.13), (1.14), поля мод, що описуються даними формулами, для різних видів меж мають близьку структуру, а також, як випливає з формули (1.10), близькі постійні поширення. Однак, коефіцієнти загасання мод як для основної, так і для вищих порядків для кожної граничної структури можуть істотно відрізнятися, що випливає з формули (1.11). Остання обставина має дуже важливе значення і має обов'язково враховуватися при виборі базової лінії передачі для квазіоптичної радіовимірювальної системи на основі ПДХ, так як він визначає ефективність самофільтрації, тобто здатність системи підтримувати квазіодномодовий режим роботи.

1.1.2 Характеристика прямокутних ПДХ

ПДХ з прямокутною формою хвилеводного каналу були запропоновані та досліджені в якості квазіоптичних ліній передачі ще в 1960-х роках [24]. Для БММ і СММ хвиль в [8, 9, 34] були запропоновані і досліджені прямокутні ПДХ з декількома видами відбивальних меж (рис. 1.2).

Як було показано в [33], при розгляді структури полів і питань передачі електромагнітних хвиль по таким хвилеводам, останні зручно розділити на дві підгрупи, що відрізняються типами відбивальних меж. Перша підгрупа

об'єднує хвилеводи, у яких дві стінки імпедансні, а дві - металеві (рис. 1.2, а, б). До другої підгрупи належать хвилеводи, у яких всі чотири стінки імпедансні (рис.1.2, в, г). При великих відносинах розмірів поперечного перерізу до довжини хвилі моди ПДХ, що поширюються, кожної підгрупи поділяються на поздовжні електричні (*LE*) моди, у яких поперечна електрична складова $E_x = 0$, і поздовжні магнітні (*LM*) моди, у яких поперечна магнітна складова $H_x = 0$ [9].

Для хвилеводів другої підгрупи, найбільш перспективних для застосування в поляризаційних КО системах, поля поздовжніх електричних *LE*-мод мають вигляд:

$$\left.\begin{aligned} E_x &\equiv 0 \\ E_y &= -A\frac{h}{k}\cos(\alpha_x x)\cdot\cos(\alpha_y y)\cdot e^{-jh_z} \\ E_z &= -jA\frac{\alpha_y}{k}\cos(\alpha_x x)\cdot\sin(\alpha_y y)\cdot e^{-jh_z} \end{aligned}\right\}, \qquad (1.15)$$

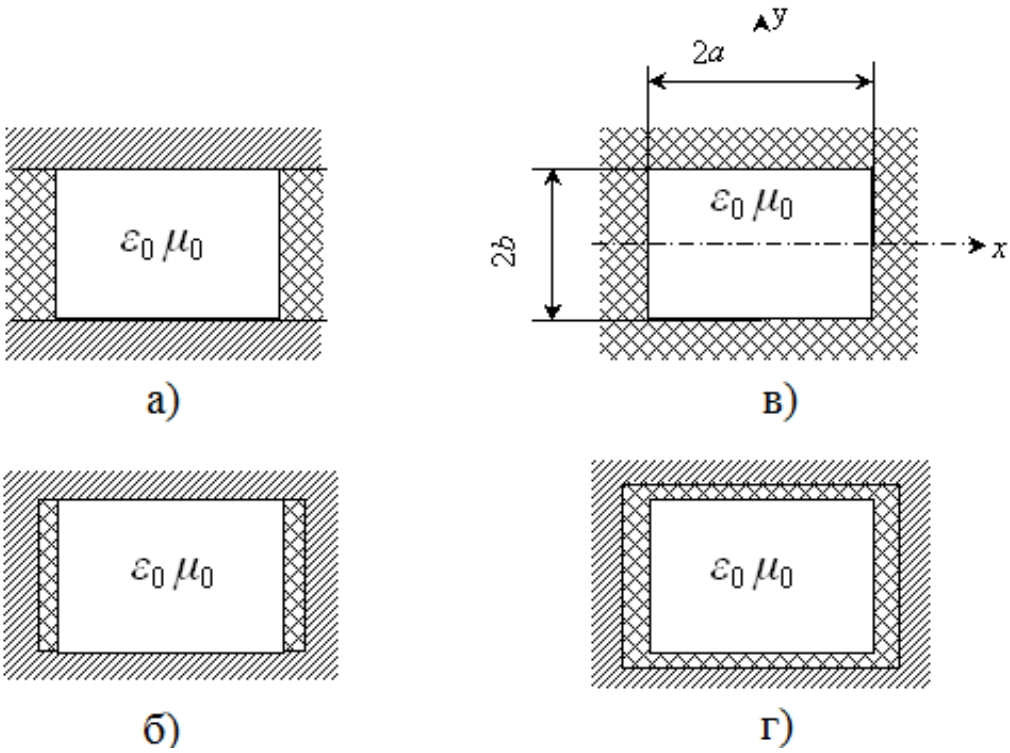


Рисунок 1. 2 – Квазіоптичні напрямні структури класу «порожнистий діелектричний хвилевід» прямокутного поперечного перерізу: а) з двома металевими та двома діелектричними стінками; б) з нерезонансними шарами діелектрика на вузьких стінках; в) порожнистий канал в безмежному діелектрику з поглинанням; г) з нерезонансними шарами діелектрика на чотирьох стінах.

$$\left.\begin{aligned} H_x &= A\left(1-\frac{\alpha_x^2}{k^2}\right)\cos(\alpha_x x)\cdot\cos(\alpha_y y)\cdot e^{-jh_z} \\ H_y &= A\frac{\alpha_x\alpha_y}{k^2}\sin(\alpha_x x)\cdot\sin(\alpha_y y)\cdot e^{-jh_z} \\ H_z &= -jA\frac{h\alpha_x}{k^2}\sin(\alpha_x x)\cdot\cos(\alpha_y y)\cdot e^{-jh_z} \end{aligned}\right\}, \tag{1.16}$$

Поперечні хвильові числа визначаються виразами

$$\alpha_x = \alpha_x^0 + \Delta\alpha_x;\ \ \alpha_y = \alpha_y^0 + \Delta\alpha_y \tag{1.17}$$

де $\alpha_y^0 = \frac{\pi n}{2b}$, $\alpha_x^0 = \frac{\pi m}{2a}$, ($m$ та n – непарні числа); $\Delta\alpha_y = j\chi_2 \frac{\alpha_y^0}{kb}$, $\Delta\alpha_x = j\chi_3 \frac{\alpha_x^0}{ka}$.

Аналогічно для поздовжньої магнітної *LM*-хвилі поперечні хвильові числа визначаються виразами (1.17), де $\alpha_y^0 = \frac{\pi n}{2b}$, $\alpha_x^0 = \frac{\pi m}{2a}$, ($m$ і n – парні числа); $\Delta\alpha_y = -j\chi_1 \frac{\alpha_y^0}{kb}$, $\Delta\alpha_x = -j\chi_4 \frac{\alpha_x^0}{ka}$.

Загасання мод визначається як уявна частина коефіцієнта поширення [9]:

для поздовжніх магнітних хвиль:

$$h'' = \chi_4' \frac{\left(\alpha_x^0\right)^2}{(ka)k} + \chi_1' \frac{\left(\alpha_y^0\right)^2}{(kb)k}, \tag{1.18}$$

а для поздовжніх електричних хвиль:

$$h'' = -\chi_3' \frac{\left(\alpha_x^0\right)^2}{(ka)k} - \chi_2' \frac{\left(\alpha_y^0\right)^2}{(kb)k}. \tag{1.19}$$

Підставляючи в (1.18) – (1.19) дійсні частини $\chi_1, \chi_2, \chi_3, \chi_4$ відповідно до формул, наведених у [8], можна визначити загасання в прямокутних ПДХ.

1.1.3 Порівняльний аналіз круглих і прямокутних ПДХ

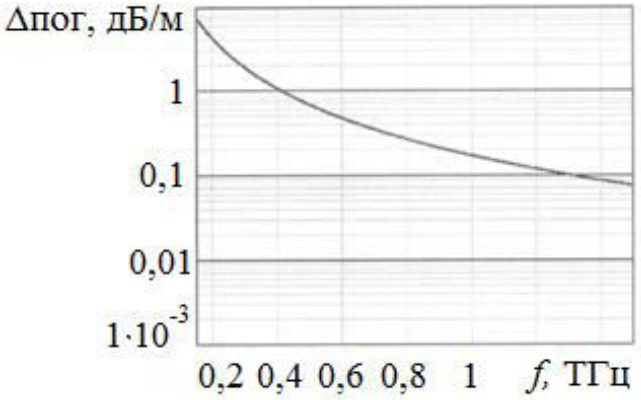
Підводячи підсумок, можна сказати, що всі розглянуті вище типи ПДХ придатні для побудови квазіоптичних трактів. Основні типи хвиль цих ліній (H_1E_1 - для круглих ПДХ і L_1M_1 - для прямокутних), ідентичні в старшому порядку, амплітудний розподіл, що плавно спадає до країв, з максимумом на осі, лінійну поляризацію і плоский фазовий фронт практично у всьому поперечному перерізі. Їх фазові швидкості незначно відрізняються від фазової швидкості хвилі у вільному просторі. У всіх лініях (за винятком

прямокутних ПДХ з двостороннім обклеюванням) можуть поширюватися довільно поляризовані хвилі.

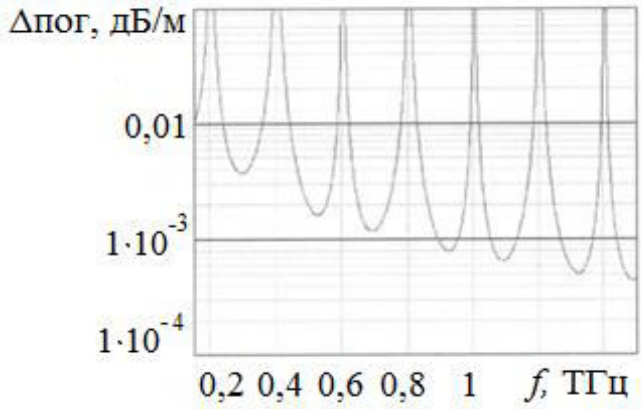
Слід зазначити, що на думку авторів роботи [9] хвилеводи прямокутного перетину з точки зору поляризаційної стійкості вважаються кращими, ніж круглі ПДХ. Однак ця перевага починає позначатися лише в разі достатньо протяжних трактів. Суттєвим аргументом на користь прямокутної форми ПДХ є дуже низький рівень перехресної (крос-поляризованої) складової поля основної хвилі. У той же час круглі ПДХ в силу своєї аксиальной симетрії є ідеальними поляризаційно-ізотропними хвилеводними структурами, що пропускають без спотворення хвилі будь-яких поляризацій. Ця обставина є вирішальним аргументом на користь вибору круглого ПДХ для здійснення тонких поляризаційних вимірювань.

З усього різноманіття ПДХ для роботи в ТГц діапазоні частот найбільш підходящими для КО трактів на поляризаційних принципах є ПДП і МДХ круглого та квадратного перетину з обклеюванням всіх чотирьох сторін. На рис. 1.3. представлені частотні залежності погонного загасання хвилі основного виду в цих ПДХ.

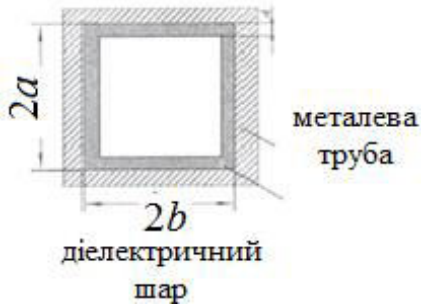
МДХ характеризуються значно меншим погонним загасанням хвилі основного типу на нерезонансних частотах, ніж ПДП. У той же час на резонансних частотах загасання в МДХ може значно перевищувати загасання в ПДП. Наявність резонансів звужує смугові властивості МДХ. Крім того, ПДП має найбільшу величину самофільтрації (загасання вищих типів хвиль) серед наведених типів ПДХ. Для дослідження КПП найбільш підходить ПДП, основною робочою хвилею якого є гібридна хвиля HE_{11}. Хвиля HE_{11} має лінійну поляризацію, вісесиметричний амплітудний розподіл і плоский фазовий фронт.

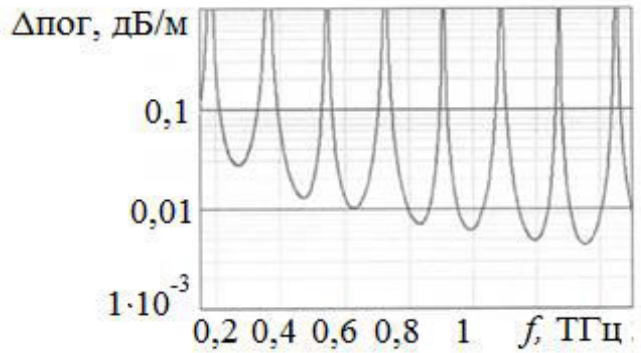


а)



б)





в)

Рисунок 1.3 – Передавальні лінії, які найбільше підходять для роботи в ТГц діапазоні частот, і частотні залежності їх погонного загасання: а) ПДП (*D*=20мм); б) МДХ круглого перетину (*D*=20мм; обклеювання тефлоном *d*=0.25мм); в) МДХ квадратного перетину 10х10мм з обклеюванням 4-х сторін тефлоном (*d*=0.25мм).

1.2 Субхвильові структури ТГц діапазону частот

При створенні квазіоптичних поляризаційних пристроїв великого поширення набули різні періодичні субхвильові структури, характеристичні розміри яких менше або співставні з довжиною хвилі.

1.2.1 Дифракційні ґратки

Класичним прикладом таких структур є дифракційні ґратки. Вважається, що німецький оптик Й. Фраунгофер був першим фізиком, який використав дифракційні ґратки. Його увагу привернуло виявлена ним властивість ґраток «розкладати» падаюче «біле» світло на «складові кольору», причому, чим менше період ґраток у порівнянні з довжиною хвилі світла, тим більше кутова відстань між кольорами, або більша «роздільна сила». Оптичні ґратки виготовлялися за допомогою нанесення подряпин на скло, і таким чином представляли собою періодично збурену площину розділу двох середовищ. Г. Герц у 1895 р. для дослідів з електромагнітними хвилями [42] використовував істотно інші ґратки, аніж ґратки, що застосовувалися в оптиці. Ґратки Герца були зроблені з мідного дроту діаметром 1 см, натягнутих на рамку з періодом 3 см. Період ґраток був значно меншим за довжину хвилі. Згодом під дифракційними ґратками стали розуміти структури, ламелі яких мають різний перетин (круглий, прямокутний, стрічковий, ножовий) і можуть бути виконані як із металу, так і із діелектрика.

У короткохвильової частині мм та довгохвильової частини ТГц діапазонів хвиль у якості поляризаторів знайшли широке застосування одномірні ґратки з паралельних металевих дротів діаметру $d_{\text{пр}}$ та з періодом $l_{\text{пр}}$, вперше запропоновані для таких цілей Н. М. Ірисовою [15]. При $æ = l_{\text{пр}} / \lambda < 0{,}1$ і $S = d_{\text{пр}} / l_{\text{пр}} < 0{,}5$ такі ґратки мають дуже високий коефіцієнт відбиття для лінійно поляризованої хвилі, площина поляризації якої

паралельна дротам (*E*-поляризація), і незначний – для ортогонально поляризованої хвилі (*H*-поляризація).

Теоретичні дослідження електродинамічних властивостей таких ґраток були виконані Л. А. Вайнштейном [43]. Точна теорія дифракції хвиль на одновимірних періодичних ґратках була побудована в ІРЕ АН УРСР групою авторів під керівництвом В. П. Шестопалова [44]. Чисельний аналіз, що проведений у [45], дозволив визначити межі застосування наближених формул розрахунку і обґрунтовано підійти до вибору параметрів ґраток для тих чи інших цілей.

1.2.2 Метаматеріали

Останнім часом величезний інтерес у всьому світі викликають так звані метаматеріали. Спочатку за метаматеріали вважали композитні матеріали, примітною властивістю яких є від’ємний (або лівобічний) коефіцієнт заломлення, який маємісце коли діелектрична та магнітна проникності одночасно від’ємні [46].

Понад 100 років минуло з моменту появи роботи Г. Лемба [47], в якій вперше було звернуто увагу на можливість існування зворотніх хвиль – незвичайного коливального процесу, при якому фазова та групова швидкості хвиль направлені протилежно одна до одної. Ця стаття залишалася непоміченою протягом 40 років до появи роботи Л. І. Мандельштама [48]. У цій роботі було передбачено і пояснено нове явище – від’ємного заломлення променів. Це явище може існувати тільки в тому випадку, коли в заломлюючому середовищі збуджується зворотня хвиля. У зв'язку з тим, що перекладу з російської мови на європейські мови даної роботи не існувало протягом багатьох років, на неї досі немає посилань у зарубіжній літературі. Тільки нещодавно її основні результати з'явилися на англійській мові в огляді В. М. Аграновича і Ю. Н. Гартштейна [49].

Подальшою важливою подією у вивченні від’ємного заломлення з'явився огляд В. Г. Веселаго [50], де були узагальнені результати, отримані

раніше, і, крім того, вперше введено поняття лівосторонніх і правосторонніх середовищ.

Згодом поняття метаматеріалів було розширено. Під метаматеріалами стали розуміти композитні матеріали, що мають унікальні електрофізичні, радіофізичні та оптичні властивості, що відсутні у природних матеріалів.

Ключ до такого роду «унікальності» – резонанс, тобто прагнення коливатися зі специфічною частотою. Він створюється в метаматеріалі штучно за допомогою резонансних елементів, що імітують відгук речовини на магнітне або електричне поле. В літературі [25, 51-55] розглянуто безліч композитів, заповнених резонансними включеннями з найрізноманітнішими формами та, відповідно, мають різні частотні залежності матеріальних параметрів.

Так, використання дротяних включень дозволяє створювати необхідну частотну дисперсію діелектричної проникності та отримувати негативні значення при частотах, які вище резонансних. Розірвані кільця, навантажені кільця, подвійні розірвані кільця, спіралі, біфілярні спіралі, використані для створення метаматеріалів, були розглянуті колективом автором під керівництвом В. Н. Семененко [52].

Відзначимо також, що використання спіралей в якості наповнювачів композитів поряд із виникненням ефективної магнітної проникності призводить до появи від'ємного значення ε за рахунок генерації дипольного моменту при LC резонансі при відповідних співвідношеннях між довжиною електромагнітної хвилі та довжиною спіралі, де L і C – індуктивність і ємність спіралі, відповідно.

Сегнетоелектричні включення також можуть бути застосовані для отримання штучного магнетизму. Поява магнітного моменту в частинках з високим значенням ε при частотах, відповідних резонансам магнітної моди, було розглянуто в кількох роботах колективами авторів під керівництвом Л. Д. Ландау [53], В. Н. Семененко [54], А. Н. Лагарькова [55].

Резонансні властивості діелектричного металшару у вигляді періодичної в двох перпендикулярних напрямках структури, що складається з кремнієвих прямокутних паралелепіпедів, розміщених на плоскій кварцовій підкладці були розглянуті в роботі [56], одним із співавторів якої є дисертант.

1.2.3 Штучні діелектрики

«Штучними діелектриками» називаються регулярні структури, що складаються з проводійних елементів, які заломлюють електромагнітні хвилі. Дж. Браун і Л. Джексон у роботі [57] показали, що в загальному випадку у таких середовищ діелектрична проникність (а іноді і магнітна) відрізняється від відповідної величини для вільного простору. Коефіцієнт заломлення, який можна визначити через коефіцієнт відбиття на межі розподілу, може бути більшим або меншим за одиницю.

Можна зробити неоднорідні штучні середовища, у яких показник заломлення змінюється від точки до точки, а також анізотропні середовища, у яких показник заломлення для різних напрямків поширення має різні значення. У деяких випадках [58] це може призводити до ефекту Фарадея - обертання площини поляризації хвилі. Розроблено [59, 60, 61] безліч різних штучних середовищ, які зручно класифікувати як середовища типу структур з перешкод і примусового поширення, або структури хвилеводного типу.

Штучні діелектрики, по суті, є одним із різновидів метаматеріалів. Основна відмінність полягає в тому, що характерні розміри елементів і відстань між ними в штучних діелектриках значно менше довжини хвилі, що виключає наявність резонансу як в самих елементах, так і між ними.

1.2.4 Структури з подвійним променезаломленням форми

Подвійне променезаломлення - це ефект розщеплення в анізотропних середовищах променя світла на дві складові. Вперше виявлений данським ученим Расмусом Бартоліном на кристалі ісландського шпату в 1669 р. Якщо

промінь світла падає перпендикулярно до поверхні кристала, то на цій поверхні він розщеплюється на два промені. Перший промінь продовжує поширюватися прямо, і називається звичайним (o – ordinary), другий же відхиляється в сторону, і називається незвичайним (e – extraordinary).

Відповідно до класичної теорії світла виникнення ефекту пов'язано з тим, що змінне електромагнітне поле світла змушує коливатися електрони речовини, і ці коливання впливають на поширення світла в середовищі, а в деяких речовинах змусити електрони коливатися простіше в деяких певних напрямках. У природних середовищах подвійне променезаломлення відбувається в одновісних кристалах ($\varepsilon_x = \varepsilon_y \neq \varepsilon_z$) [63], до яких відноситься, наприклад, кристалічний кварц, сапфір, турмалін, тощо.

Подвійне променезаломлення може виникнути і внаслідок анізотропії елементів значно більших, ніж молекули, але малих порівняно з довжиною хвилі електромагнітного випромінювання. У цьому випадку має місце так зване подвійне променезаломлення форми. Тут і далі під терміном «подвійне променезаломлення форми» будемо розуміти термін «form birefringence» введений М. Борном у зв'язку з розглядом анізотропії, що виникає в структурах, утворених ізотропними діелектриками різної геометрії [63]. Просте штучне діелектричне середовище, що складається з багатьох шарів твердих діелектриків товщиною t_1, розташованих на відстані t_2 з великою та малою діелектричною проникністю ε_1, ε_2, що чергуються (рис. 1.4), розглянуто в роботах [63-67]. У припущенні, що лінійні розміри граней пластин великі, а товщини t_1 та t_2 малі в порівнянні з довжиною хвилі, поле в пластинах і між ними можна вважати однорідним.

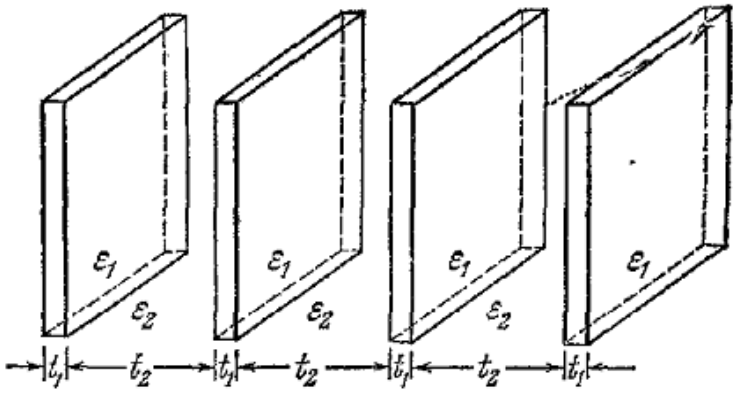


Рисунок 1.4 – Регулярна система тонких паралельних пластин.

Припустимо, що на цю систему падає плоска монохроматична хвиля. Для складової електромагнітної хвилі, вектор напруженості електричного поля якої перпендикулярний пластинам, нормальна складова вектора електричного зміщення повинна залишатися безперервною при перетині поверхні, на якій різко змінюються властивості середовища. Отже, вектор електричного зміщення $\vec{D}$ повинен бути однаковим як всередині пластин, так і поза ними. Відповідні $\vec{D}$ напруженості електричних полів $\vec{E}_1 = \dfrac{\vec{D}}{\varepsilon_1}$ і $\vec{E}_2 = \dfrac{\vec{D}}{\varepsilon_2}$, а середня напруженість електричного поля, отримана усереднюванням по всьому об'єму, дорівнює $\vec{E} = \dfrac{t_1 \dfrac{\vec{D}}{\varepsilon_1} + t_2 \dfrac{\vec{D}}{\varepsilon_2}}{t_1 + t_2}$. Таким чином, ефективна діелектрична проникність середовища для складової електромагнітної хвилі, вектор напруженості електричного поля якої перпендикулярний пластинам:

$$\varepsilon_s = \frac{D}{E} = \frac{(t_1 + t_2)\varepsilon_1\varepsilon_2}{t_1\varepsilon_2 + t_2\varepsilon_1} \qquad (1.20)$$

Для складової електромагнітної хвилі, вектор напруженості електричного поля якого, паралельний пластинам, тангенціальна складова

$\vec{E}$ повинна залишатися безперервною на поверхні розриву. Вектори електричного зміщення в обох цих областях дорівнюють $\vec{D}_1 = \varepsilon_1 \vec{E}$ і $\vec{D}_2 = \varepsilon_2 \vec{E}$. Для середнього значення електричного зміщення $\vec{D}$

$$\vec{D} = \frac{t_1 \varepsilon_1 \vec{E} + t_2 \varepsilon_2 \vec{E}}{t_1 + t_2}.$$

Ефективна діелектрична проникність для складової електромагнітної хвилі, вектор напруженості електричного поля якої є паралельним пластинам, визначається виразом:

$$\varepsilon_p = \frac{D}{E} = \frac{t_1 \varepsilon_1 + t_2 \varepsilon_2}{t_1 + t_2} \qquad (1.21)$$

Так як ефективна діелектрична проникність однакова для всіх напрямків, паралельних пластинам, але різна для напрямків, перпендикулярних до них, така система веде себе як одновісний кристал з оптичною віссю нормальною до площини пластин. Оскільки різниця $\varepsilon_s - \varepsilon_p \geq 0$, то розглянута система поводиться як негативний одновісний кристал.

На відміну від метаматеріалів, властивості яких проявляються лише в полі плоскої хвилі, що характеризується плоским фазовим фронтом і рівномірним амплітудним розподілом, описана вище субхвильова структура працює в полі хвилі, що має плоский фазовий фронт, але не вимагає рівномірного амплітудного розподілу. Тому такі структури можуть бути розміщені в квазіоптичній лінії передачі типу ПДХ, основні типи хвиль яких мають вісесиметричний амплітудний розподіл з максимумом на осі і плавно спадаючий до країв, лінійну поляризацію і плоский фазовий фронт практично у всьому поперечному перерізі.

Структуру, що складається з багатьох шарів твердих діелектриків товщиною t_1, t_2, з великою і малою діелектричною проникністю ε_1, ε_2, що

чергуються, розміщена в КО лінії передачі, ми використовуємо для вирішення поставленої в роботі задачі.

1.3 Методи досліджень структур з подвійним променезаломленням

1.3.1 Теоретичні методи досліджень

Для аналізу субхвильової структури з подвійним променезаломленням застосовується чисельний метод інтегральних функціоналів в частотній області для багатомодової задачі розсіювання. Цей метод заснований на тривимірних інтегральних рівняннях для еквівалентного електричного тп магнітного струму поляризації періодичного середовища [68]. Існування і єдність розв'язку методу інтегральних функціоналів було показано в роботі [69]. Метод дозволяє вирішувати задачі розсіювання на багатошарових двоякоперіодичних структурах із різними конфігураціями періоду.

Для оцінки метрологічних характеристик пристроїв на базі структур з подвійним променезаломленням застосовується модифікований матричний метод аналізу з багаторазовими перевідбиваннями і поляризаційними перетвореннями хвиль [70].

Матричний метод Джонса [71], що широко використовується в оптиці, дозволяє в компактній формі описати процеси поляризаційних перетворень хвилі при її взаємодії з оптичною системою. Однак він не враховує вплив вторинних хвиль, породжених перевідбиваннями між окремими елементами оптичної системи. Сутність модифікованого матричного методу [70] полягає в тому, що для аналізу такого роду поляризаційних пристроїв з багаторазовими перевідбиваннями хвиль залучається апарат хвильової матриці розсіювання, застосовуваний в лінійній теорії кіл НВЧ [72], в якому подання парціальних хвиль здійснюються в формі векторів Джонса. Це дозволяє уникнути громіздких виразів, що виникають при підсумовуванні багаторазових відображень, оскільки підсумовування рядів тут відбувається автоматично в процесі розв'язання системи лінійних алгебраїчних

(матричних) рівнянь. При цьому кінцевий результат виходить в зручному компактному вигляді зі збереженням всієї інформації про амплітуду, фазу і поляризацію кожної хвилі на виході пристрою.

Перевагою модифікованого матричного методу є можливість аналізу пристроїв в довільних поляризаційних базисах. В роботі [73] була виведена узагальнена формула перетворення матриці Джонса при зміні поляризаційних базисів. Розглянуто конкретні варіанти застосування отриманої формули для найбільш поширених випадків перетворення поляризаційних базисів (лінійних в кругові і навпаки).

Ще однією важливою перевагою модифікованого матричного методу є можливість його поєднання з топологічними методами аналізу, зокрема, з методами матричних орієнтованих графів [74-76]. Застосування графоаналітичних матричних методів робить більш наочним і простим процес знаходження формального розв'язку і часто дозволяє уникнути проміжних алгебраїчних викладок і перетворень шляхом заміни їх простими правилами спрощення графів.

1.3.2 Експериментальні методи досліджень

Методики вимірювань внутрішніх і зовнішніх характеристик електродинамічних пристроїв, до складу яких включені елементи з подвійним променезаломленням, і систем БММ діапазону хвиль, в конструкціях яких застосована стандартна хвилеводна елементна база, на теперішній час досить розвинені і узагальнені в ряді монографій [77, 78]. Однак для кожного конкретного виду досліджень вони мають свої особливості, які необхідно враховувати при розробці та реалізації відповідних радіовимірювальних засобів. Що ж стосується ТГц діапазону частот, що знаходиться в стадії освоєння, то частково ще відсутня стандартна елементна база і стандартне метрологічне забезпечення досліджень. Правда, в останні десятиліття завдяки переходу до принципово нових квазіоптичних принципів побудови приладів і систем, прогрес в області розробки

елементної бази, методів і засобів вимірювання параметрів радіохвиль і радіокіл в СММ діапазоні довжин хвиль дозволив забезпечити практично всі основні види вимірювань відповідними квазіоптичними засобами, більшість із яких є оригінальними [1, 3]. Значною мірою цьому сприяли наукові дослідження та розробки, проведені в ІРЕ НАН України в рамках держбюджетних і госпдоговірних науково-дослідних робіт, що узагальнені в монографії [2]. Ці дослідження, засновані на концепції передачі електромагнітної енергії у вигляді широких хвильових пучків по квазіоптичним хвилеводам класу ПДХ, послідовно тривають по теперішній час.

При проведенні експериментальних досліджень по темі дисертації використовувався весь арсенал квазіоптичних радіовимірювальних методів і засобів, розроблених в ІРЕ НАН України для широкого і спеціального застосування в БММ і СММ діапазонах довжин хвиль [4, 10-14, 84-90].

Висновки по розділу 1

На підставі проведеного огляду літератури за тематикою дисертаційної роботи можна зробити наступні висновки:

1. З усього різноманіття ПДХ для створення трактів приймально-передавальних пристроїв в ТГц діапазоні при створенні на їх основі поляризаційних пристроїв були обрані ПДП і МДХ круглого тапрямокутного (квадратного) перетинів, в яких можливе поширення хвиль довільної поляризації.

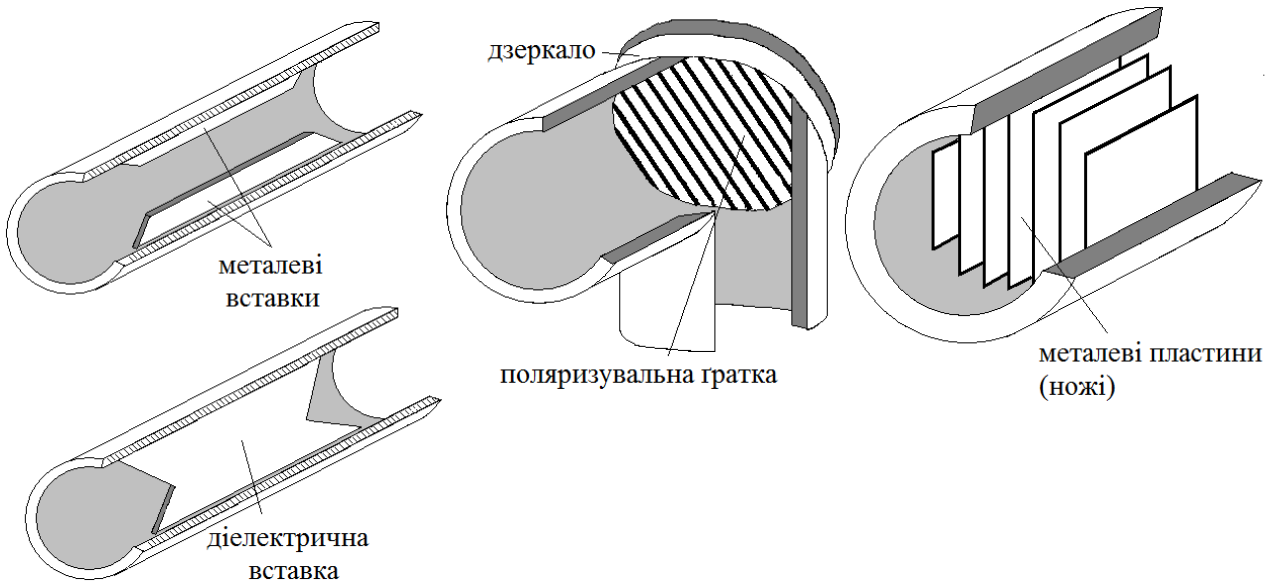
2. Для побудови квазіоптичних перетворювачів поляризації в ТГц діапазоні частот обрані субхвильові структури, що мають так званий ефект подвійного променезаломлення форми, які поміщаються в ПДХ.

РОЗДІЛ 2

ДИФЕРЕНЦІАЛЬНІ ФАЗОВІ СЕКЦІЇ НА ОСНОВІ ДВОПРОМЕНЕЗАЛОМЛЕННЯ ФОРМИ В ТГЦ ДІАПАЗОНІ ЧАСТОТ

При побудові поляризаційних радіовимірювальних трактів широко використовуються диференціальні фазові секції (ДФС). Причому, вони можуть виконувати як окрему функцію, так і бути елементами пристроїв. Наприклад, чвертьхвильові ДФС є перетворювачами лінійної поляризації в кругову або навпаки, а півхвильові ДФС можуть бути використані в якості обертачів площини поляризації. Вони ж є елементами поляризаційних фазообертачів та зсувувачів частоти.

У хвилеводної техніці ДФС, як правило, виконуються у вигляді відрізка круглого хвилеводу основного перетину з діелектричними або металевими вставками [91] (рис. 2.1, а). У СММ діапазоні використання одномодових хвилеводів стає недоцільним, а часто і неможливим. Це пов'язано зі зменшенням їх геометричних розмірів і зростанням омічних втрат у стінках. Тому в цьому діапазоні використовуються квазіоптичні лінії передач. Класичним прикладом квазіоптичної ДФС є дзеркально-ґратковий відбивач, поміщений у зламі квазіоптичної лінії передач (променевода) (рис. 2.1, б) [92]. Дзеркально-ґраткова секція легко перестроюється зміною відстані між ґратками та дзеркалом. Недоліком таких ДФС є відсутність осьової симетрії, що не дозволяє використовувати їх у поляризаційних фазообертачах та зсувувачах частоти. Даний недолік відсутній в ДФС, що виконані у вигляді ножових ґраток [93], яка також широко застосовується в квазіоптиці (рис. 2.1, в). У таких ДФС використовується дисперсія падаючої електромагнітної хвилі, вектор $\vec{E}$ якої паралельний пластинам, з яких складаються ґратки. При подальшому просуванні в ТГц діапазон в таких ДФС починає позначатися кінцева товщина пластин.



а) б) в)

Рисунок 2.1 – Деякі види ДФС.

2.1. ДФС на основі ефекту подвійного променезаломлення форми

Вельми привабливим в ТГц діапазоні є перехід до відомих оптичних принципів побудови ДФС у вигляді пластин з подвійним променезаломленням, виконаних, наприклад, з кристалічного кварцу, сапфіру, ісландського шпату або інших кристалів [94]. Здатність кристалів до подвійного променезаломлення визначається властивістю молекул, з яких складаються кристали. Подвійне променезаломлення може бути отримано також у періодичних субхвильових структурах, властивості яких можна змінювати. Це так зване подвійне променезаломлення форми.

Як було сказано в розділі 1, класичним прикладом такої структури є багатошаровий набір діелектричних пластин товщиною t_1, t_2, що чергуються (рис. 2.2) з діелектричними проникностями, відповідно ε_1, ε_2. Застосування структур з подвійним променезаломленням форми особливо ефективно в ТГц діапазоні, в якому для передачі електромагнітного

випромінювання, як правило, використовуються квазіоптичні лінії передачі, поперечні розміри якого значно більші за довжину хвилі. Результати цього розділу опубліковані в роботі [16].

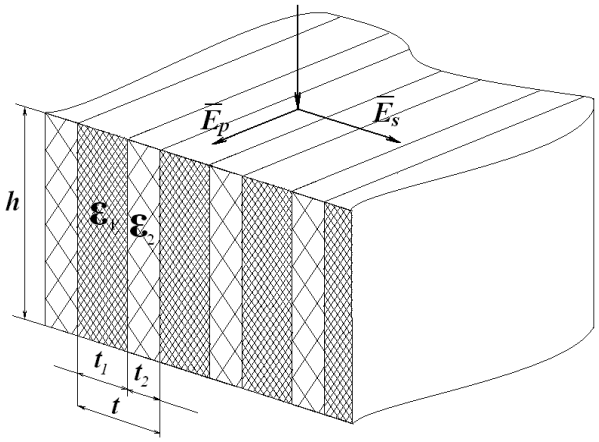


Рисунок 2.2 – Структура з подвійним променезаломленням, що складається з паралельних діелектричних пластин

У разі, коли період такої структури $t = t_1 + t_2$ значно менше довжини хвилі ефективні діелектричні проникності ε_s і ε_p для хвиль поляризованих ортогонально і паралельно пластинам визначаються виразами (1.31) і (1.32) [63]. При аналізі ДФС краще використовувати термін «показник заломлення». Вирази для показників заломлення n_p і n_s для хвиль, поляризованих паралельно і ортогонально пластинам, мають вигляд:

$$n_p = \sqrt{\mathrm{F} \cdot \varepsilon_1 + (1 - F) \cdot \varepsilon_2}\,, \tag{2.1}$$

$$n_s = \sqrt{\frac{\varepsilon_1 \cdot \varepsilon_2}{F \cdot \varepsilon_2 + (1 - F) \cdot \varepsilon_1}}\,, \tag{2.2}$$

де $F = t_1 / t$ – коефіцієнт заповнення більш щільним середовищем. При цьому n_p, n_s і показник подвійного променезаломлення $\Delta n = n_p - n_s$ не залежать від частоти.

Довжина секції *L* для отримання необхідного диференціального зсуву фаз $\Delta\varphi$ визначається виразом:

$$L = \frac{\Delta\varphi \cdot \lambda}{2 \cdot \pi \cdot \Delta n} \qquad (2.3)$$

При зміні коефіцієнта заповнення F від нуля до одиниці показники заломлення цієї структури по осях анізотропії змінюються від показника заломлення менш щільного середовища до показника заломлення більш щільного середовища (рис. 2.3, а), а показник подвійного променезаломлення Δn має пологий максимум в області $F \approx 0.6$ (рис. 2.3, б). Величина і положення максимуму Δn залежить від значень ε_1 і ε_2 та їх різниці.

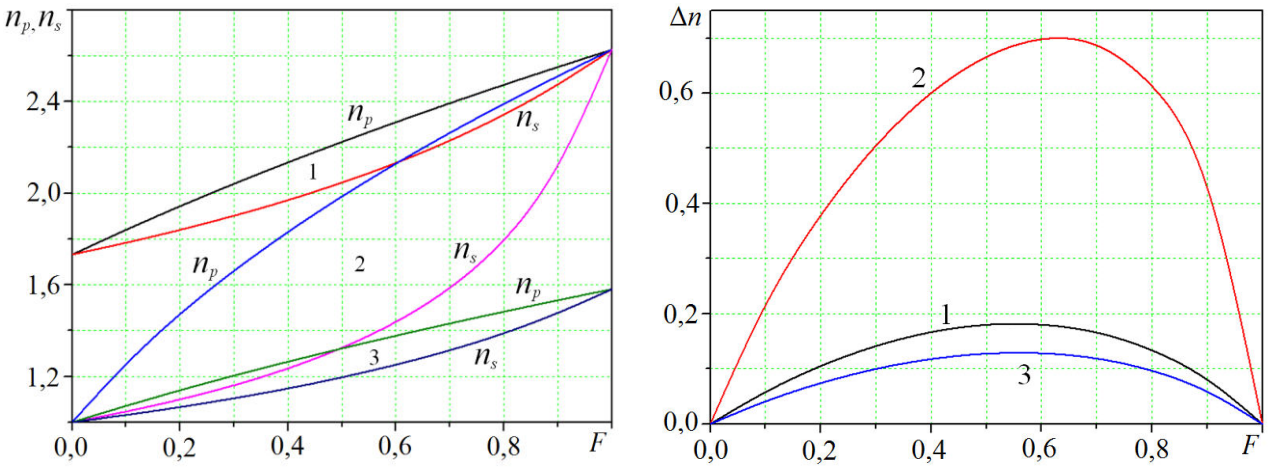


Рисунок 2.3 – Залежності показників заломлення n_p, n_s і показника подвійного променезаломлення Δn від коефіцієнту заповнення F для структур: 1 – слюда-лавсан; 2 – слюда-повітря; 3 – полістирол-повітря.

Чим вище значення діелектричних проникностей і їх різниця, тим вище показник подвійного променезаломлення Δn, а його максимум зміщується в область значно більших значень коефіцієнта заповнення F.

Якщо період t має такий порядок як і довжина хвилі, то ефективні показники заломлення стають частотно залежними і формули (2.1-2.3) не можуть бути застосовані [95,96].

Аналіз структур з подвійним променезаломленням було проведено в співавторстві з канд. фіз.-мат. наук В. В. Ячіним за допомогою комп'ютерної

програми, складеної на основі розробленого ним методу. Для вирішення задачі розсіювання плоскої монохроматичної хвилі на ґратках, що складаються з діелектричних брусів без втрат, з періодом, що має такий же порядок, зо і довжина хвилі, був використаний чисельний метод інтегральних функціоналів в частотній області для багатомодової задачі розсіювання. Цей метод заснований на тривимірних інтегральних рівняннях для еквівалентного електричного і магнітного струму поляризації періодичного середовища [68]. Метод дозволяє розв’язувати задачі дифракції на багатошарових двоякоперіодичних структурах із різними конфігураціями періоду. Зовнішня задача дифракції полягає у визначенні полів, що відбиті та пройшли в результаті дифракції на такого роду електродинамічній структурі. Розсіяні поля повинні задовільняти граничним умовам на межі, умові випромінювання на нескінченності, умові квазіперіодичності, умові обмеженості електромагнітного поля в будь-якій обмеженій частині простору. Розв’язок, що задовільняє всім вище перерахованим фізичним умовам, має бути єдиним. Існування і єдність розв'язку методу інтегральних функціоналів показано в роботі [69].

2.2 Суть методу інтегральних функціоналів.

Періодичну структуру, представлену на рис. 2.2, можна розглядати як структуру, період якої сформований з щільноукладених магнітодіелектричних плоских хвилеводів (рис 2.4).

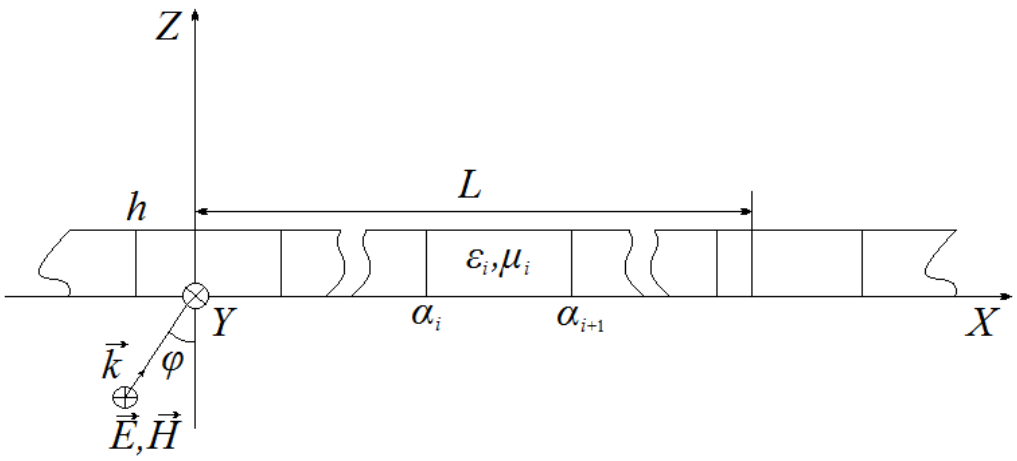


Рисунок 2.4 – Розсіююча структура – магнітодіелектричний періодичний шар (перетин площиною Z0X).

Вихідними рівняннями для розв'язання задачі розсіювання на такій структурі служать інтегральні рівняння макроскопічної електродинаміки:

$$\vec{E}(\vec{r}) = \vec{E}_0(\vec{r}) + (\mathrm{grad}\,\mathrm{div} + k^2)\vec{\Pi}^e - jk\mu\,\mathrm{rot}\vec{\Pi}^m,$$

$$\vec{H}(\vec{r}) = \vec{H}_0(\vec{r}) + (\mathrm{grad}\,\mathrm{div} + k^2)\vec{\Pi}^m + jk\varepsilon\,\mathrm{rot}\,\vec{\Pi}^e,$$

де

$$\vec{\Pi}^e = \frac{1}{4\pi}\int_V (\varepsilon(\vec{r}^{\,'}) - 1)\vec{H}(\vec{r}^{\,'}) f\left(\left|\vec{r} - \vec{r}^{\,'}\right|\right) d\vec{r}^{\,'},$$

$$\vec{\Pi}^e = \frac{1}{4\pi}\int_V (\varepsilon(\vec{r}^{\,'}) - 1)\vec{H}(\vec{r}^{\,'}) f\left(\left|\vec{r} - \vec{r}^{\,'}\right|\right) d\vec{r}^{\,'},$$

$$\vec{\Pi}^m = \frac{1}{4\pi}\int_V (\mu(\vec{r}^{\,'}) - 1)\vec{H}(\vec{r}^{\,'}) f\left(\left|\vec{r} - \vec{r}^{\,'}\right|\right) d\vec{r}^{\,'};$$

$$f\left(\left|\vec{r} - \vec{r}^{\,'}\right|\right) = \frac{\exp\{jk[(x-x')^2 + (y-y')^2 + (z-z')^2]^{1/2}\}}{[(x-x')^2 + (y-y')^2 + (z-z')^2]^{1/2}}$$

Тут, $\mu(\vec{r}^{\,1})$, $\varepsilon(\vec{r}^{\,1})$ – відповідно магнітна і діелектрична проникності структури, V – об'єм розсіючого середовища, $\vec{E}_0(\vec{r}^{\,1})$, $\vec{H}_0(\vec{r}^{\,1})$ – вектори електричної і магнітної напруженостей падаючого поля, $\vec{r} = r_x\vec{x} + r_y\vec{y} + r_z\vec{z}$ – радіус вектор.

У наведеному випадку область інтегрування є магнітодіелектричний періодичний шар. Таким чином, для сегмента шару можна записати:

$$h \le z' \le 0,\ a_i + mL \le x_i' \le a_{i+1} + mL,\ m \in Z \qquad (2.4)$$

$$\varepsilon(r_i') = \varepsilon_i,\ \mu(r_i') = \mu_i.$$

Для розглянутого тут магнітодіелектричного періодичного шару (рис. 2.4) досить побудувати розв'язок для однієї (будь-якої) поляризації. Так, розсіювання *H*-поляризованої хвилі описується групою інтегральних

співвідношень для E_x, H_y, E_z; розсіювання E-поляризованої хвилі – групою співвідношень для H_x, E_y, H_z. З даних рівнянь випливає, що отримавши розв'язок для однієї поляризації і, здійснюючи формальну заміну E на H компоненти, H на E компоненти, відповідно, і ε на μ, μ на ε, k на $-k$, автоматично отримуємо розв'язок і для іншої.

При побудові розв'язків щодо функціоналів, вихідні рівняння зводяться до скалярного виду для компонент поля, враховуючи при цьому геометрію розсіюючої структури, а також характер падаючого поля.

$$H_y = H_{0y} + \frac{jk^2}{4} T_y - \frac{k}{4}\left(\frac{\partial}{\partial x} T_z - \frac{\partial}{\partial z} T_x \right),$$

$$E_x = E_{0x} + \frac{j}{4}\left(\frac{\partial^2}{\partial x^2} + k^2 \right) T_x + \frac{j}{4} \frac{\partial^2}{\partial x \partial z} T_z + \frac{k}{4} \frac{\partial}{\partial z} T_y,$$

$$E_z = E_{0x} + \frac{j}{4}\left(\frac{\partial^2}{\partial z^2} + k^2 \right) T_z + \frac{j}{4} \frac{\partial^2}{\partial x \partial z} T_x + \frac{k}{4} \frac{\partial}{\partial x} T_y,$$

$$T_{x,z}(x,z) = \int_{S'} (\varepsilon(x) - 1) E_{x,z}(x', z') H_0^{(1)}\left(\left| \vec{\rho} - \vec{\rho}' \right| \right) dx' dz',$$

$$T_y(x,z) = \int_{S'} (\mu(x) - 1) H_y(x', z') H_0^{(1)}\left(\left| \vec{\rho} - \vec{\rho}' \right| \right) dx' dz',$$

$$\varepsilon(x_i + L) = \varepsilon(x_i) = \varepsilon_i, \ \mu(x_i + L) = \mu(x_i) = \mu_i,$$

де S' – нормальний переріз шару площиною XOZ і функція Ханкеля першого роду $H_0^1\left(\left| \vec{\rho} - \vec{\rho}' \right| \right) = \sqrt{(x - x')^2 + (z - z')^2}$. Слід зазначити, що вихідні інтегральні співвідношення записані для поля, що падає на шар із залежністю від часу за законом $e^{-j\omega t}$.

Розсіяне поле виражається за допомогою інтегральних функціоналів. З урахуванням геометрії межі та плоского характеру хвилі, граничні умови внутрішніх полів представляються у вигляді

$$\vec{E}((x+nL),z)=\vec{E}(x)e^{j\psi_s nL},\ x\in[0,L],$$

де $\psi_s=\psi+2s\pi L^{-1},\ S\in\mathbf{Z};\ \psi=k\sin\varphi$ – кут падіння хвилі.
Функція Ханкеля $H_0^{(1)}\left(\left|\vec{\rho}-\vec{\rho}'\right|\right)$ при цьому визначається рівномірно збіжним інтегралом:

$$H_0^{(1)}\left(\left|\vec{\rho}-\vec{\rho}'\right|\right)=\frac{1}{\pi}\int_{-\infty}^{\infty}\frac{e^{j\omega(x-x')+\left|z-z'\right|\sqrt{k^2-\omega^2}}}{\sqrt{k^2-\omega^2}}d\omega,\ z\neq z'. \tag{2.5}$$

У цьому випадку після проведення ряду перетворень розсіяні поля можна записати в наступному вигляді:

$$H_y(x,z)=H_{0y}(x,z)+\frac{k}{2}\Bigg(jk\hat{L}\sum_{i=1}^{Q}(\mu_i-1)G_y^i-\hat{L}\sum_{i=1}^{Q}\psi_s(\varepsilon_i-1)\cdot \cdot G_z^i+\hat{L}\sum_{i=1}^{Q}\frac{d}{dz}(\varepsilon_i-1)C_x^i\Bigg), \tag{2.6}$$

$$E_x(x,z)=E_{0x}(x,z)-\frac{1}{2}\Bigg(jk\hat{L}\sum_{i=1}^{Q}\frac{d}{dz}(\mu_i-1)G_y^i- -\hat{L}\sum_{i=1}^{Q}\psi_s\frac{d}{dz}(\varepsilon_i-1)G_z^i+\hat{L}\sum_{i=1}^{Q}\frac{d^2}{dz^2}(\varepsilon_i-1)C_x^i\Bigg), \tag{2.7}$$

$$E_z(x,z)=E_{0x}(x,z)+\frac{1}{2}\Bigg(jk\psi_S\hat{L}\sum_{i=1}^{Q}(\mu_i-1)G_y^i- -\hat{L}\sum_{i=1}^{Q}\psi_s^2(\varepsilon_i-1)G_z^i+\psi_s\hat{L}\sum_{i=1}^{Q}\frac{d}{dz}(\varepsilon_i-1)C_x^i\Bigg), \tag{2.8}$$

де $\hat{L}=\sum_{S=-\infty}^{\infty}e^{jx\psi}S\,\chi_s^{-1}\int_0^h dz'e^{j|z-z'|\chi_s}$ – інтегральний оператор, Q – кількість сегментів шару:

$$\chi_S=\sqrt{k^2-\psi_S^2},\ \psi_S=k_x+\frac{2\pi}{L}S.$$

$$G_y^i(\psi_S, z) = \frac{1}{L}\int_{a_i}^{a_{i+1}} H_y(x', z)e^{-jx'\psi_S}dx',$$
$$C_{x,z}^i(\psi_S, z) = \frac{1}{L}\int_{a_i}^{a_{i+1}} E_{x,z}(x', z)e^{-jx'\psi_S}dx'. \quad (2.9)$$

Таким чином, поля, що пройшли і відбиті поля можуть бути повністю визначені через відповідні інтегральні функціонали: $G_y^i, C_{x,z}^i$.

Система диференціальних рівнянь щодо інтегральних функціоналів:

З урахуванням квазіперіодичності внутрішніх полів:

$$\vec{H}, \vec{E}((x+L), z) = \vec{H}, \vec{E}(x)e^{jk_xL}$$

та інтегрального виду функції Ханкеля (2.5), рівняння для функціоналів поля кожного сегмента шару мають вигляд:

$$\frac{\varepsilon_i}{\varepsilon_i - 1}C_x^i(\psi_n, z) = C_{0x}^i + \frac{j}{2}\sum_{S=-\infty}^{\infty} a_{sn}^i Z(s) \quad (2.10)$$

$$\frac{1}{\varepsilon_i - 1}C_z^i(\psi_n, z) = C_{0z}^i + \frac{j}{2}\sum_{S=-\infty}^{\infty} a_{sn}^i F(s) \quad (2.11)$$

$$\frac{1}{\mu_i - 1}G_y^i(\psi_n, z) = G_{0y}^i + \frac{j}{2}\sum_{S=-\infty}^{\infty} a_{sn}^i D(s) \quad (2.12)$$

де

$$Z(s) = \chi_s^2\sum_{i=1}^{Q} I_x^i + i\psi_s\sum_{i=1}^{Q} I_z^i - jk\frac{\partial}{\partial z}\sum_{i=1}^{Q} M_y^i + 2j\sum_{i=1}^{Q} C_x^i,$$

$$F(s) = \psi_s\frac{\partial}{\partial z}\sum_{i=1}^{Q} I_x^i + \psi_s^2\sum_{i=1}^{Q} I_z^i - k\psi_s\sum_{i=1}^{Q} M_y^i + 2j\sum_{i=1}^{Q} C_z^i,$$

$$D(s) = -j\frac{\partial}{\partial z}\sum_{i=1}^{Q} I_x^i - k\psi_s\sum_{i=1}^{Q} I_z^i + k^2\sum_{i=1}^{Q} M_y^i$$

$$C_{x,z}^i(\psi_n, z) = \frac{\varepsilon_i - 1}{L}\int_{a_i}^{a_{i+1}} e^{-jr'\psi_n}E_{x,z}(r', z)dr',$$

$$G_y^i(\psi_n, z) = \frac{\mu_i - 1}{L}\int_{a_i}^{a_{i+1}} e^{-jr'\psi_n}H_y(r', z)dr',$$

і

$$a_{sn}^{i}=\frac{1}{L}\int_{a_i}^{a_{i+1}} e^{jr'\frac{2\pi}{L}(s-n)}dr',\ I_{x,z}^{i}=\frac{1}{\chi_s}\int_{0}^{h} e^{j\chi_s|z-z'|}C_{x,z}^{i}(\psi_s,z)\,dz',$$

$$M_{y}^{i}=\frac{1}{\chi_s}\int_{0}^{h} e^{j\chi_s|z-z'|}G_{y}^{i}(\psi_s,z')dz'.$$

В явному вигляді функціонали поля сегментів шарів $G_y^i, C_{x,z}^i$, можна записати:

$$C_z(\psi_j,z)=\frac{1}{2i}\sum_{n=1}^{2(2N+1)} b_n W_2(n,j)(\lambda_n^2+\chi_n^2)e^{\lambda_n z} \tag{2.13}$$

$$i=\{-N,\ldots 0,\ldots,N\},$$

$$C_x(\psi_j,z)=\frac{1}{2i}\sum_{n=1}^{2(2N+1)} {}_{b_n} W_3(n,j)(\lambda_n^2+\chi_n^2)e^{\lambda_n z} \tag{2.14}$$

$$i=\{-N,\ldots 0,\ldots,N\}$$

$$G_y(\psi_j,z)=\frac{1}{2i}\sum_{n=1}^{2(2N+1)} b_n W_6(n,j)(\lambda_n^2+\chi_n^2)e^{\lambda_n z}+\frac{1}{2i}P_j(\chi_j^2+k_z^2) \tag{2.15}$$

$$i=\{-N,\ldots 0,\ldots,N\}$$

Для розсіяних полів *H*-поляризації відбиті поля, що пройшли, записуються як:

$$H_y^t=\frac{k}{4}\sum_s \frac{e^{j\chi\psi_s}e^{jz\chi_z}e^{jh\chi_s}}{\chi_s}\times\left(\sum_n b_n^H e^{h\lambda_n^H}\left(\lambda_n^H+i\chi_s\right)\left[kW_6^H-\psi_s W_2^H+\chi_s W_3^H\right]\right) \tag{2.16}$$

$$H_y^r=\frac{k}{4}\sum_s \frac{e^{j\chi\psi_s}e^{jz\chi_s}}{\chi_s}\times\left(\sum_n b_n^H\left(\lambda_n^H+i\chi_s\right)\left[kW_6^H-\psi_s W_2^H+\chi_s W_3^H\right]\right) \tag{2.17}$$

$$W_2=\left(\chi_s^2+\lambda^2\right)^{-1}\sum_i(\varepsilon_i-1)a^i U_2,$$

$$W_3=(\chi_s^2+\lambda^2)^{-1}\sum_i\frac{\varepsilon_i-1}{\varepsilon_i}a^i U_3,$$

$$W_6=(\chi_s^2+\lambda^2)^{-1}\sum_i(\mu_i-1)a^i U_6,$$

де W_2^H, W_3^H, W_6^H – власні вектори структури.

Для визначення компонент розсіяного поля *E*-поляризованої хвилі здійснюємо формальну заміну, як було сказано вище.

2.3. Розрахунок структури з подвійним променезаломленням в області, де її період порівняний до довжини хвилі.

За допомогою комп'ютерної програми, побудованої на основі викладеного методу, було проведено чисельне дослідження розсіювання хвиль на періодичних структурах з різним періодом, коефіцієнтом заповнення і діелектричними проникностями шарів.

При цьому період структури з подвійним променезаломленням повинен бути обраний таким, щоб в ній не мали місця вищі дифракційні гармоніки. Область присутності вищих дифракційних гармонік характеризується порушенням гармонійного ходу залежності модуля коефіцієнтів проходження по осях анізотропії T_p і T_s від відносного періоду æ=t/λ. Як добре видно на рис. 2.5 для структури утвореної матеріалами з діелектричними проникностями ε_1=5, ε_2=1 і коефіцієнтом заповнення F=0,9 ця область для T_p починається з æ = 0,5, а для T_s – з æ = 0,6.

Відмінність граничних частот виникнення вищих дифракційних гармонік для *P* і *S* поляризацій пов'язана з відмінністю показників заломлення структури по цих осях анізотропії. Тоді умову відсутності вищих дифракційних гармонік можна записати у вигляді:

$$t \leq \lambda / n_p. \qquad (2.18)$$

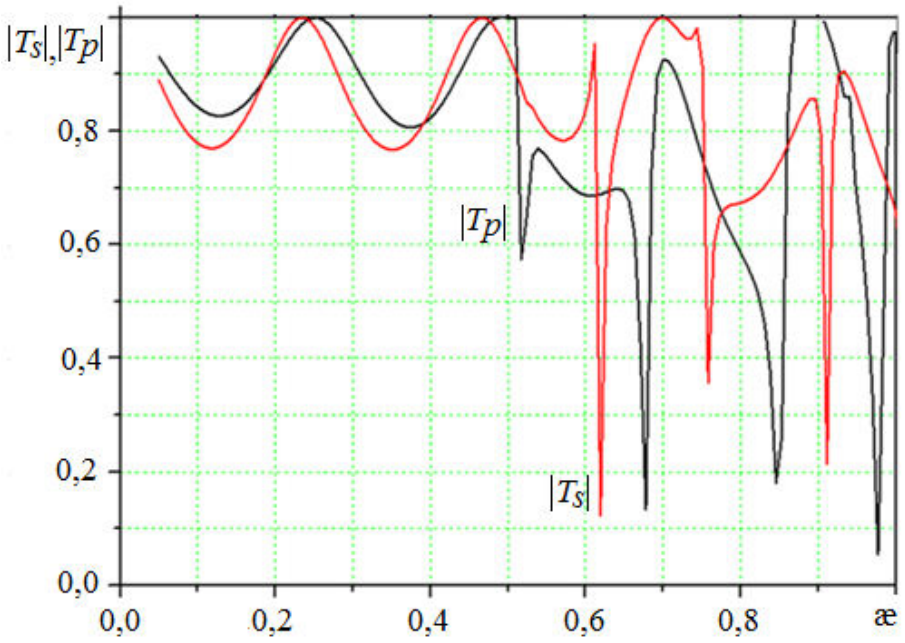


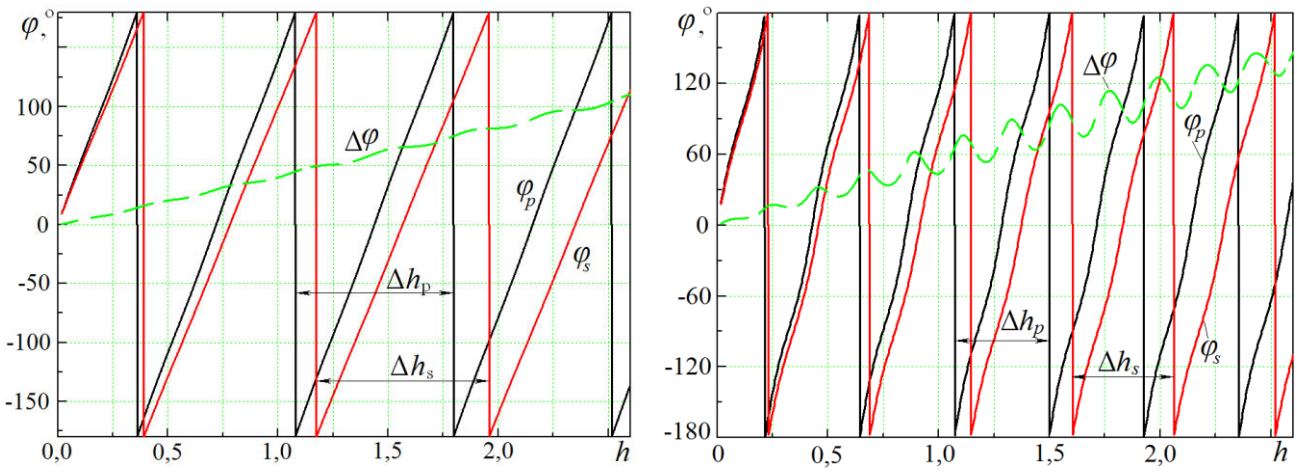
Рисунок 2.5 – Залежність коефіцієнта проходження T_p і T_s для H і E поляризації від відносного періоду æ для структури: ε_1=5, ε_2=1, F=0,9, $l=h/t$=1.

Для знаходження ефективних показників заломлення структури з подвійним променезаломленням розраховувалися залежності фаз коефіцієнтів проходження по осях анізотропії φ_p, φ_s від відносної довжини $h=L/\lambda$.

Зміна фази коефіцієнта проходження на 360° відповідає зміні довжини секції на величину $\Delta L=\lambda/n$ (або зміні відносної довжини секції на величину $\Delta h=\Delta L/\lambda$). З чого слідують прості вирази для n_p и n_s:

$$n_p = 1/\Delta h_{p,},\ \ n_s = 1/\Delta h_s \qquad (2.19)$$

На рис. 2.6 суцільними кривими представлені фазові характеристики для структур полістирол ($\varepsilon = 2,5$) – повітря і слюда ($\varepsilon = 6,9$) – лавсан ($\varepsilon = 3$) з відносним періодом æ=t/λ=0,35 і коефіцієнтом заповнення F=0,6.



а) б)

Рисунок 2.6 – Залежності фаз коефіцієнтів проходження по осях анізотропії φ_p, φ_s та їх різниця $\Delta\varphi$ від h для структур з æ=t/λ=0,35 і F=0,6: а) полістирол-повітря і б) слюда-лавсан.

Пунктирними кривими на рис. 2.6 для тих же структур представлені залежності диференціальних зсувів фаз $\Delta\varphi$ від h. Ця залежність носить коливальний характер. Амплітуда осциляції залежить від ступеня узгодження структур з навколишнім середовищем. Тому питання узгодження структури з навколишнім середовищем є важливим і буде розглянуто окремо в розділі 3.

Частотні залежності відносної зміни сталих ефективних показників заломлення n_p, n_s і показника подвійного променезаломлення Δn від æ, для тих же структур представлені на рис. 2.7.

Як видно, з ростом частоти ефективні показники заломлення по осях анізотропії збільшуються незначним чином, а показники подвійного променезаломлення зменшуються. Негативний нахил залежності показника подвійного променезаломлення від частоти використовується в роботі [97] при створенні широкосмугових ДФС. У даній дисертації для створення широкосмугових ДФС застосовуються інші принципи (розділ 4).

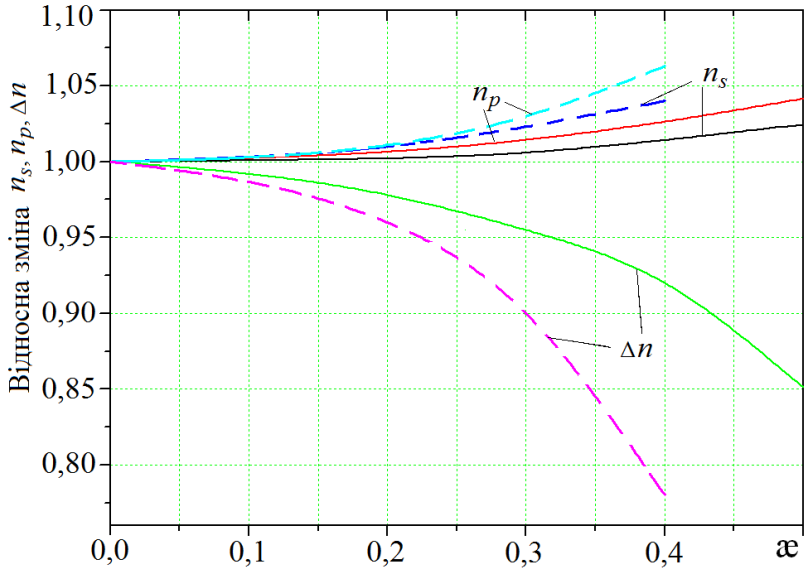
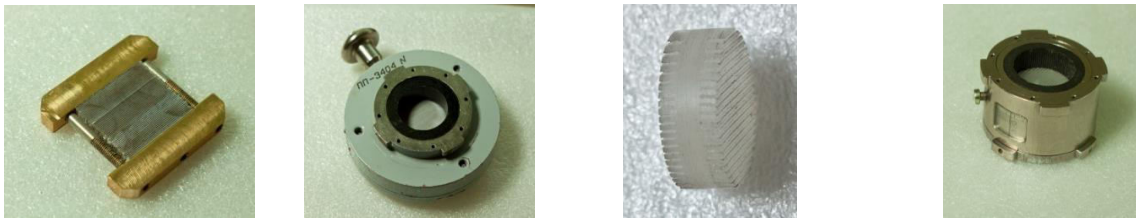


Рисунок 2.7 – Частотні залежності відносної зміни сталих значень n_p, n_s і Δn структур: суцільними лініями – полістирол-повітря, пунктирними – слюда-лавсан.

Зменшення показника подвійного променезаломлення призводить до того, що для отримання необхідного диференціального зсуву фаз необхідно збільшувати довжину секції L у порівнянні з розрахунком, виконаним за аналітичними формулами (2.1, 2.2). Це збільшення залежить від періоду структури æ і діелектричної проникності матеріалів, з яких складається ДФС. В результаті чисельного аналізу частотних залежностей відносної зміни сталих значень n_p, n_s і Δn структур, було виявлено, що для отримання необхідного диференціального зсуву фаз параметри структури полістирол-повітря з коефіцієнтом заповнення F=0,6 і відносним періодом æ≤0,2 можуть бути досить точно розраховані за формулами (2.1, 2.2), а структура слюда-лавсан з тим же коефіцієнтом заповнення піддається точному розрахунку за тими ж формулами лише при æ≤0,1. Для цих же структур з æ=0,4 відхилення диференціального зсуву фаз від розрахункового становило ~10% і ~20% відповідно, і тому було потрібне збільшення довжини секції на таку ж величину.

2.4. Експериментальні дослідження ДФС

В обраної нами частині ТГц діапазону технологічно досить легко виготовити ДФС як з періодом структури значно меншим, так і ти, що має такий порядок як і довжина хвилі. Одна із застосованих нами технологій виготовлення структур з подвійним променезаломленням полягає в наборі тонких діелектричних пластин в касеті (рис. 2.8, а). При цьому використовувалися слюдяні пластини, а також плівки з тефлону і лавсану. За другою технологією структури виконувалися шляхом фрезерування повітряних пазів (рис. 2.8, б) в полістиролі при дотриманні товщини несучої перемички, що кратна половині довжини хвилі у вихідному ізотропному діелектрику. Виготовлені чвертьхвильові ДФС поміщалися в ПДП [98] з можливістю їх обертання навколо осі.



а) б)

Рисунок 2.8 – Структури з подвійним променезаломленням і ДФС на їх основі у вигляді: набору діелектричних пластин (а), фрезерованих пазів (б).

Експериментальне дослідження ДФС на основі подвійного променезаломлення форми полягає у вимірюванні коефіцієнтів еліптичності сигналу на виході та обчисленні по ньому диференціального зсуву фаз.

Дослідження експериментальних зразків чвертьхвильових ДФС проводилися на частоті 0,14 ТГц на установках, зібраних із квазіоптичних пристроїв на базі ПДП діаметром 20 мм. Установка для вимірювання коефіцієнта еліптичності сигналу на виході ДФС (рис. 2.9) містить: твердотільний генератор 1, хвилеводно-променеводний перехід (ХПП) 2, модулятор 3, атенюатор 4, досліджувану ДФС 5 і аналізатор поляризації,

зазначений на малюнку пунктиром. Він складається з обертового зчленування 6, поляризатора 7, ХПП 2 і квадратичного детектора 8.

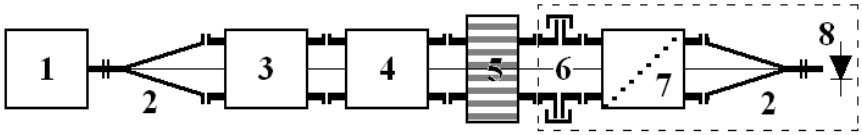


Рисунок 2.9 – Схема квазіоптичної установки для вимірювання коефіцієнта еліптичності

Коефіцієнт еліптичності і більшої головної осі еліпса залежать від диференціального фазового зсуву і співвідношення амплітуд ортогональних компонент сигналу по осях анізотропії на виході ДФС. У разі рівного розподілу амплітуд компонент сигналу осі еліпса орієнтовані під кутом 45º до осей анізотропії ДФС. При цьому в разі, коли диференціальний зсув фаз ДФС менше 90º велика вісь еліпса на виході переважно орієнтована уздовж площини поляризації лінійно поляризованого коливання на вході ДФС. У разі, коли диференціальний зсув фаз ДФС перевищує 90º, велика вісь еліпса на виході переважно орієнтована ортогонально площині поляризації лінійно поляризованого коливання на вході ДФС [71].

Повертаючи ДФС навколо осі променевода, знаходимо таке її положення, коли осі еліпса на виході, що визначаються по мінімуму $A_{\min}$ і максимуму $A_{\max}$ сигналу, що реєструється детектором аналізатора поляризації, розташовуються під кутом 45º до осей анізотропії ДФС. Таким чином, визначається такий стан ДФС, при якому незалежно від диференціального ослаблення і різниці коефіцієнтів відбиття по осях анізотропії, ортогональні компоненти на виході ДФС мають рівні амплітуди. Величина диференціального зсуву фаз $\Delta\varphi$ в цьому випадку дорівнює

$$\Delta\varphi = 2\,\mathrm{arctg}\, r \qquad (2.20)$$

при орієнтації великої осі поляризаційного еліпса переважно паралельно площині поляризації вхідного сигналу, і

$$\Delta\varphi = 2\,\mathrm{arctg}\,\frac{1}{r} \qquad (2.21)$$

при орієнтації великої осі поляризаційного еліпса переважно перпендикулярно площині поляризації вхідного сигналу, де r – коефіцієнт еліптичності, що розраховується за формулою:

$$r = \sqrt{A_{\min} / A_{\max}} \qquad (2.22)$$

Результати експериментального дослідження чвертьхвильових ДФС наведені в табл. 2.1.

Таблиця 2.1. Експериментальне дослідження чвертьхвильових ДФС

Параметри структури	Переважна орієнтація еліпса відносно площини поляризації вхідного сигналу	Коэфіцієнт еліптичності r	Значення дифе-ренціального зсуву фаз δ
слюда t_1=0,13 мм лавсан t_2=0,19 мм L=3.7мм	паралельна	0,95	87º
полістирол t_1=0,44 мм повітря t_2=0,36 мм L=3.5 мм	паралельна	0,91	85º
слюда t_1=0,1, мм тефлон t_2=0,2, мм L=2.4, мм	ортогональна	0,9	96º

Проведені дослідження показали досить гарний збіг експериментально виміряних диференціальних зсувів фази з розрахунковими. Можна помітити, що відмічені відхилення диференціального зсуву фаз від номінального пов'язані з величиною діелектричної проникності застосовуваних матеріалів. Очевидь, вони є наслідком осцилюючого характеру залежності Δn від h (рис. 2.6) при наявності відбиття на межі розподілу середовищ.

Висновки по розділу 2

Проведені в цьому розділі теоретичний аналіз і експериментальні дослідження дозволяють зробити наступні висновки.

1. Встановлено, що вищі дифракційні гармоніки по різному впливають на коефіцієнт передачі через структуру з подвійним променезаломленням в залежності від поляризації падаючої хвилі. Так, для хвиль, поляризованих паралельно пластинам структури, вплив дифракційних гармонік, що характеризується стрибкоподібною зміною T_p, настає при менших значеннях æ, ніж їх вплив на T_s для хвиль поляризованих перпендикулярно пластинам структури.

2. Методом інтегральних функціоналів в частотній області для багатомодової задачі розсіювання розраховані залежності показників подвійного променезаломлення від частоти для структур полістирол-повітря і слюда-лавсан. Порівняння результатів, отриманих даним методом і за формулами роботи [63], дозволяє зробити висновок про можливість розрахунку таких структур при æ <0,2 у більшості випадків за спрощеними аналітичними формулами.

3. Встановлено, що при наявності відбиття на межі розподілу середовищ залежності диференціальних зсувів фаз $\Delta\varphi$ від h носять коливальний характер.

РОЗДІЛ 3
ПОГОДЖЕННЯ СТРУКТУР З ПОДВІЙНИМ ПРОМЕНЕЗАЛОМЛЕННЯМ ФОРМИ З КВАЗІОПТИЧНИМ ТРАКТОМ В ТЕРАГЕРЦОВОМУ ДІАПАЗОНІ ЧАСТОТ

Як було зазначено в розділі 2, залежності диференціальних зсувів фаз $\Delta\varphi$ від h носять коливальний характер. Ці осциляції викликають відхилення диференціального зсуву фаз в структурі з подвійним променезаломленням від розрахункового. Амплітуда осциляцій залежить від ступеня узгодження структур з променеводом. Як зазначалося в розділі 1, фазова швидкість розповсюдження хвилі основного типу в квазіоптичних трактах типу ПДХ незначно відрізняється від фазової швидкості хвилі у вільному просторі, тому завдання узгодження двопроменезаломлюючої структури з квазіоптичним трактом еквівалентна задачі узгодження з вільним простором. Результати цього розділу опубліковані в роботі [17].

3.1 Узгодження за допомогою вибору осьового розміру ДФС

У випадку півхвильових ДФС узгодження можливо здійснити шляхом вибору відповідної довжини секції L. ДФС буде узгоджена, якщо її електрична довжина дорівнює:

$$\begin{cases} L \cdot n_p = (q+1)\lambda / 2, \\ L \cdot n_s = q \cdot \lambda / 2, \end{cases} \tag{3.1}$$

де q – ціле число.

Звідси, таке узгодження можливе, якщо $n_p / n_s = (q+1)/q$.

Підібрати природні двопроменезаломлюючі кристали, в яких виконується співвідношення (3.1), практично неможливо. Перевагою структур з властивістю двопроменезаломленням форми, є можливість отримувати необхідні параметри двопроменезаломлення.

Методика графічного знаходження коефіцієнта заповнення структури слюда-тефлон для виконання умови узгодження шляхом вибору довжини секції приведена на рис. 3.1. Величина коефіцієнта заповнення F відповідає точкам перетину кривої n_p/n_s, знайденої методом об'ємних інтегральних функціоналів, і прямих $(q+1)/q$. Широкосмжуність такого узгодження залежить від q. З ростом q ширина робочої смуги частот звужується. Найменше значення q, при якому узгодження можливе, дорівнює 6. При цьому коефіцієнт заповнення F може дорівнювати 0,32 або 0,68.

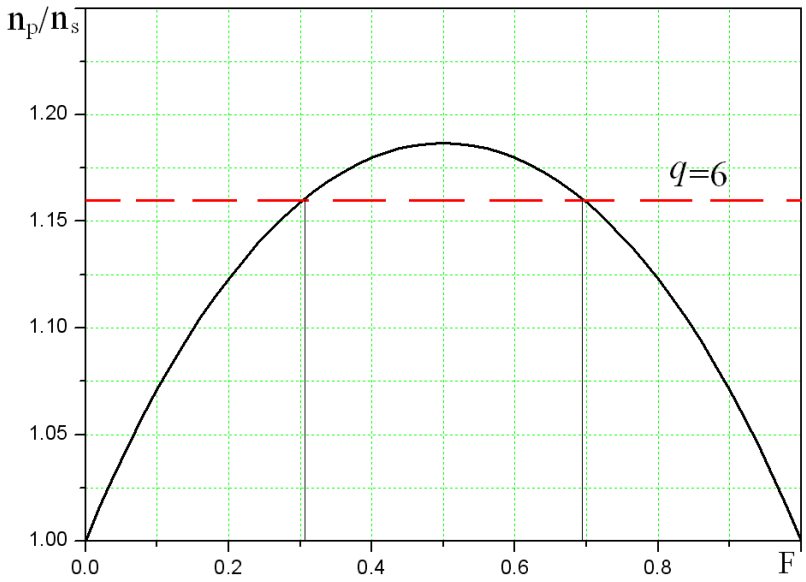


Рисунок 3.1 – Графічне визначення коефіцієнта заповнення структури «слюда-тефлон» півхвильової ДФС при узгодженні її за допомогою вибору довжини.

Частотні залежності модулів коефіцієнтів відбиття по осях анізотропії R_p і R_s для даної структури приведені на рис. 3.2. Відносна смуга частот, в якій коефіцієнт відбиття від структури слюда-тефлон не перевищує -20дБ, становить від 1% до 2% і залежить від площини анізотропії (p, s) і коефіцієнта заповнення структури F. У зв'язку з цим, краще взяти F=0,68, так як в цій області спостерігається максимум показника двопроменезаломлення (розділ 2, рис. 2.3).

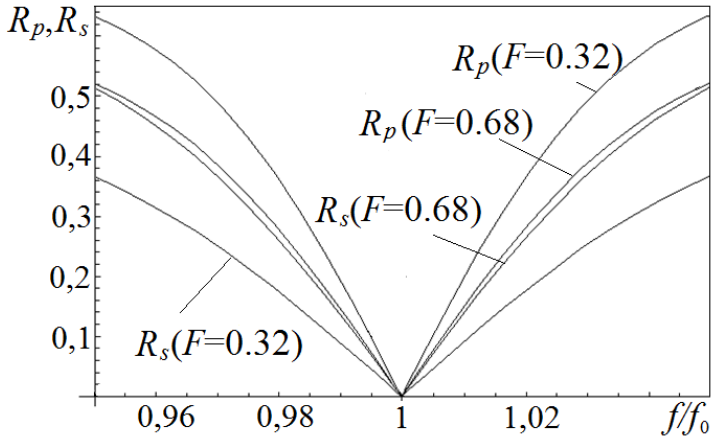


Рисунок 3.2 – Частотні залежності модулів коефіцієнтів відбиття по осях анізотропії для структури «слюда-тефлон».

3.2 Узгодження за допомогою чвертьхвильового шару діелектрика

У разі чвертьхвильових ДФС узгодження за допомогою вибору осьового розміру нездійснено, оскільки неможливо виконати одночасно умову (3.1). Відомо узгодження ізотропних діелектриків з вільним простором за допомогою розміщення на його поверхні чвертьхвильового просвітлювального шару (рис. 3.3) [79].

Діелектрична проникність цього шару вибирається рівною показнику заломлення діелектрика. У разі структури з властивістю подвійного променезаломлення показник заломлення різний по осях анізотропії. В цьому випадку діелектричну проникність узгоджувального шару доцільно вибрати рівною:

$$\varepsilon_{\text{узг}} = n_{\text{ср}} = \sqrt{n_p n_s} \tag{3.2}$$

Умову (3.2) можна виконати як підбором діелектричної проникності узгоджувального шару, так і параметрами двупроменезаломлюючої структури.

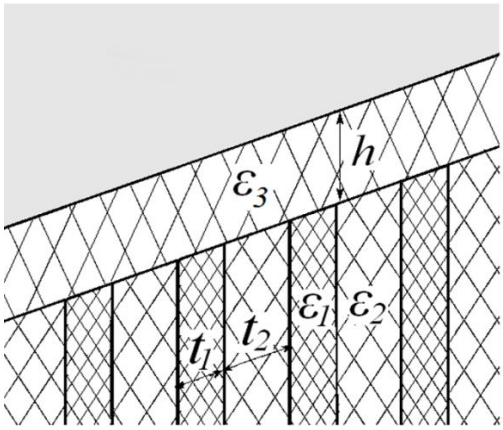


Рисунок 3.3 – Узгодження за допомогою чвертьхвильового шару діелектрика.

Узгодження за допомогою шару ізотропного діелектрика можливо виконати лише в тому випадку, коли діелектрична проникність узгоджувального шару менше показника заломлення більш щільного середовища в структурі з подвійним променезаломленням. Тому, наприклад, для структури слюда-лавсан діелектрична проникність узгоджувального шару повинна бути $\varepsilon < 2,6$.

На рис. 3.4 показаний приклад графічного знаходження коефіцієнта заповнення для випадку узгодження за допомогою чвертьхвильового просвітлювального шару структур слюда-лавсан і полістирол-повітря. У першому випадку, це може бути, наприклад, тефлон ($\varepsilon = 2,07$) або поліетилен ($\varepsilon = 2,5$). При цьому, коефіцієнт заповнення повинен бути обраний рівним F≈0,42 або F≈0,89 відповідно.

У випадках, коли $n_{\text{ср}} \le 2$, застосування узгодження за допомогою чвертьхвильового узгоджувального шару ускладнено через відсутність відповідних однорідних матеріалів.

В якості таких діелектриків застосовуються різні піноматеріали, проте величина їх діелектричної проникності залежить від технології їч виготовлення та має велику розбіжність значень. Для структури полістирол-повітря ε просвітлювального шару має бути менше за 1,58.

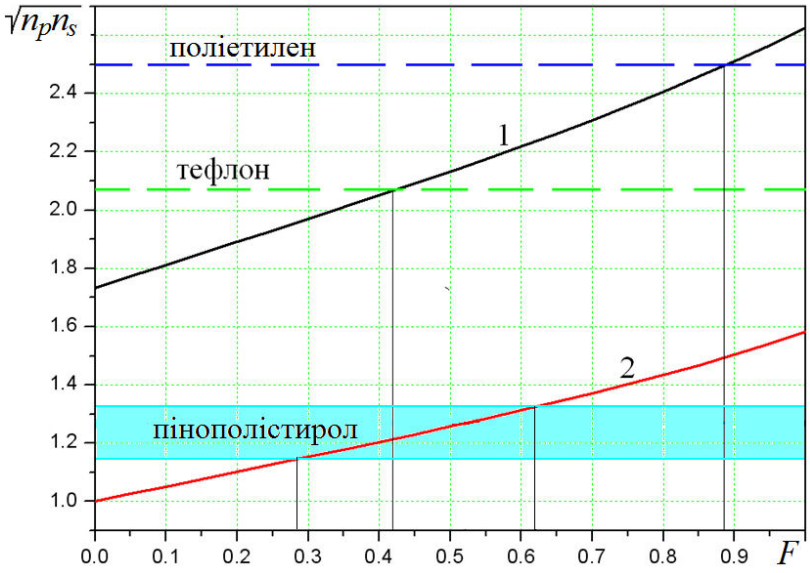


Рисунок 3.4 – Графічне визначення коефіцієнта заповнення двопроменезаломлюючої структури при узгодженні її за допомогою чвертьхвильового просвітлювального шару: 1 – слюда-лавсан, 2 – полістирол-повітря.

Тут може бути використаний пінополістирол, що має розбіжність діелектричної проникності ε від 1,15 до 1,33. При цьому, коефіцієнт заповнення F повинен приймати значення від 0,28 до 0,62. Якісне узгодження може бути отримане тільки експериментальним шляхом.

3.3 Узгодження за допомогою елементів структури

В роботі [79] показана можливість узгодження ізотропних діелектриків за допомогою щілин, прорізаних на поверхні діелектрика. Щілини можуть бути орієнтовані як паралельно, так і перпендикулярно електричному вектору падаючої на поверхню хвилі.

Нижче розглядається можливість використання в якості узгоджувального шару штучного діелектрика, утвореного із елементів самої структури з подвійним променезаломленням.

3.3.1 «Ізотропне» узгодження

Такий узгоджувальний шар може бути утворений виступаючими пластинами одного з діелектриків з повітряними пазами, виконаними з тим же періодом і коефіцієнтом заповнення $F = t_1 / (t_1 + t_2)$, які має сама структура з подвійним променезаломленням. Ці пластини виступають над поверхнею структури на висоту *h* (рис. 3.5). За рахунок симетрії по осях анізотропії структури з подвійним променезаломленням цей шар з показником ефективної діелектричної проникності $\varepsilon_{\text{узг}}$ є ізотропним. Надалі таке узгодження будемо називати «ізотропним». Оскільки n_p, n_s, $\varepsilon_{\text{узг}}$ залежать від *F*, то шляхом вибору цього коефіцієнта можна виконати умову узгодження (3.2). Тут необхідно зазначити, що узгоджувальний шар може бути виконаний з пластин, що входять до складу двопроменезаломлюючої структури зі значенням діелектричної проникності ε_1 або ε_2 (рис. 3.3).

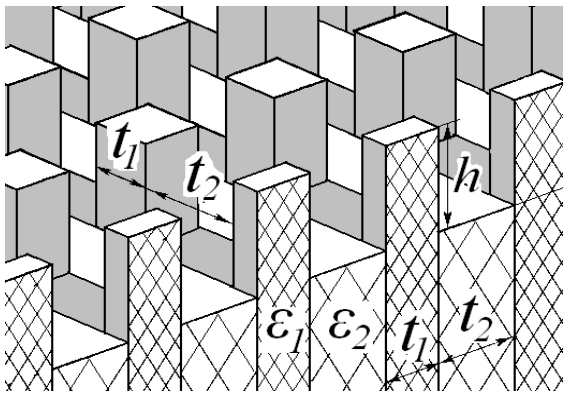


Рисунок 3.5 – «Ізотропне» узгодження.

Для знаходження залежностей n_p, n_s, $\varepsilon_{\text{узг}}$ від коефіцієнта заповнення *F* ми використали, описаний в розділі 2 чисельний метод інтегральних функціоналів в частотній області для багатомодової задачі розсіювання плоскої монохроматичної хвилі на ґратках, що складаються з діелектричних брусів без втрат.

На рис. 3.6 представлені залежності показників заломлення n_p, n_s, $n_{\text{ср}}$ і $\varepsilon_{\text{узг}}$ від коефіцієнта заповнення F для структури лавсан (ε=3) - тефлон (ε=2,07). Крива 1 відповідає випадку, коли узгоджувальний шар утворений виступаючим діелектриком з меншим значенням діелектричної проникності (тефлон), а крива 2 – коли виступає діелектрик з більшим значенням діелектричної проникності (лавсан). Розрахунок зроблено при $æ = (t_1 + t_2)/\lambda_0 = 0{,}5$, що задовольняє умові відсутності вищих дифракційних гармонік (див. вираз 2.18).

Шукана величина коефіцієнта заповнення F відповідає точці перетину залежностей $\varepsilon_{\text{узг}}$ і $n_{\text{ср}}$ від F. Отримана величина $\varepsilon_{\text{узг}}$ дозволяє відразу обчислити висоту узгоджувального шару

$$h = \frac{\lambda_0}{4\sqrt{\varepsilon_{\text{согл}}}} \tag{3.3}$$

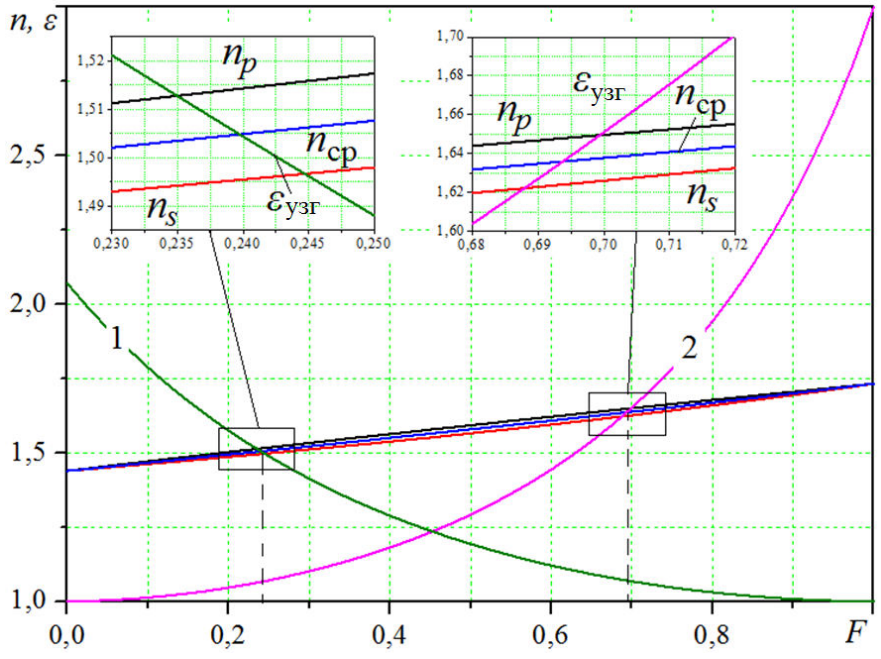


Рисунок 3.6 – Методика знаходження параметрів «ізотропного» узгодження двопроменезаломлюючої структури лавсан-тефлон в разі виступання: а) лавсану; б) тефлону.

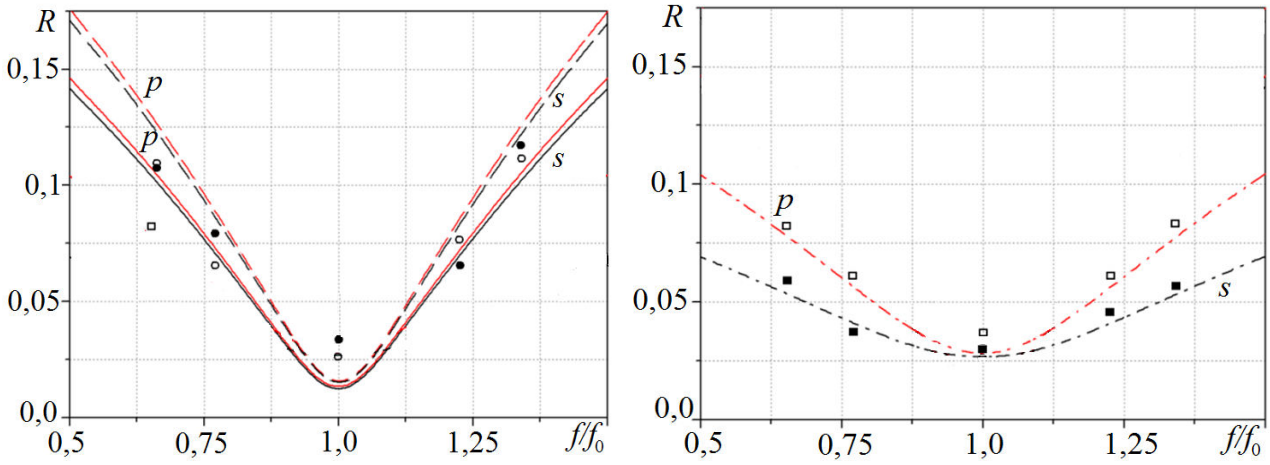
У табл. 3.1 представлені розрахункові параметри F і h узгоджених напівнескінченних структур лавсан-тефлон і полістирол (ε=2,5) - повітря, при æ, що задовольняє умові (2.18). Тут же наведені модулі коефіцієнтів відбиття R_{s0}, R_{p0} по осях анізотропії для неузгоджених структур, модуль коефіцієнта відбиття R для узгоджених структур на центральній частоті f_0 і смуга частот Δf узгодження на рівні -20 дБ.

Таблиця 3.1 – Параметри структур при «ізотропному» узгодженні

Тип структури	Узгоджувальний шар	F	$h_0 = h / \lambda_0$	R_{s0}	R_{p0}	R_0
Лавсан-Тефлон $æ = 0,3$ $\varepsilon_1 = 3;\ \varepsilon_2 = 2,07$	лавсан	0,694	0,195	0,238	0,245	0,005
	тефлон	0,24	0,204	0,198	0,204	0,005
Полістирол-Повітря $æ = 0,4$ $\varepsilon_1 = 2,5;\ \varepsilon_2 = 1$	полістирол	0,526	0,222	0,094	0,144	0,025

На рис 3.7 представлені частотні залежності коефіцієнтів відбиття узгоджених таким чином напівнескінченних двопроменезаломлюючих структур лавсан-тефлон і полістирол-повітря. Відносна смуга частот, в якій модуль коефіцієнта відбиття від напівнескінченної структури лавсан-тефлон після її узгодження не перевищує рівень -20 дБ, становить понад 50% при виконанні узгоджувального шару з лавсану і – більше 70% при виконанні узгоджувального шару з тефлону. Для структури полістирол-повітря ця величина складає більше 90%.

Даний метод узгодження досить легко реалізується в довгохвильовій частині ТГц діапазону. З просуванням в короткохвильову частину ТГц діапазону, через необхідність виконання умови (2.18) даний метод стає малопридатним внаслідок значних технологічних труднощів виконання пазів в діелектричних пластинах.

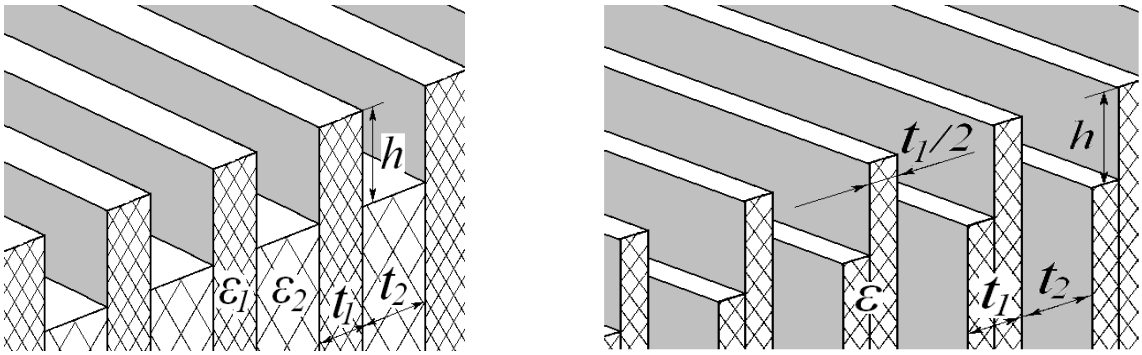


а) б)

Рисунок 3.7 –Частотні залежності коефіцієнтів відбиття від півнескінченних структур при «ізотропному» узгодженні: а) лавсан-тефлон: суцільними кривими – при виступаючому тефлоні (○, ● – відповідно експериментальні значення R_p і R_s); пунктирними кривими – лавсан-тефлон при виступаючому лавсані; б) полістирол-повітря (□ – R_p, ■ –R_s).

3.3.2 «Анізотропне» узгодження

Розглянемо ефективність узгодження двопроменезаломлюючої структури з виступаючим за її поверхню одного з діелектриків без поперечних пазів (рис. 3.8, а).



а) б)

Рисунок 3.8 – «Анізотропне» узгодження.

Виступаючий шар в цьому випадку має вигляд гребінки і являє собою двопроменезаломлюючу структуру діелектрик-повітря. Умова узгодження в цьому випадку набуває вигляду:

$$\varepsilon_{\text{узг ср}} = n_{\text{ср}} = \sqrt{\varepsilon_{\text{узг}\,p}\,\varepsilon_{\text{узг}\,s}} = \sqrt{n_p n_s}\ . \qquad (3.4)$$

Надалі такий спосіб узгодження будемо називати «анізотропним».

Для знаходження залежностей $\varepsilon_{\text{узг}\,p}$, $\varepsilon_{\text{узг}\,s}$ і $\varepsilon_{\text{узг ср}}$ від коефіцієнта заповнення F був застосований той же метод інтегральних функціоналів. На рис. 3.9 наведені розраховані цим методом залежності показників заломлення двопроменезаломлюючої структури лавсан-тефлон ($n_p, n_s, n_{\text{ср}}$) і діелектричної проникності узгоджувального шару ($\varepsilon_{\text{узг}\,p}, \varepsilon_{\text{узг}\,s}$ і $\varepsilon_{\text{узг ср}}$) від коефіцієнта заповнення F для випадків його утворення виступанням лавсану (суцільні криві) або тефлону (пунктирні криві).

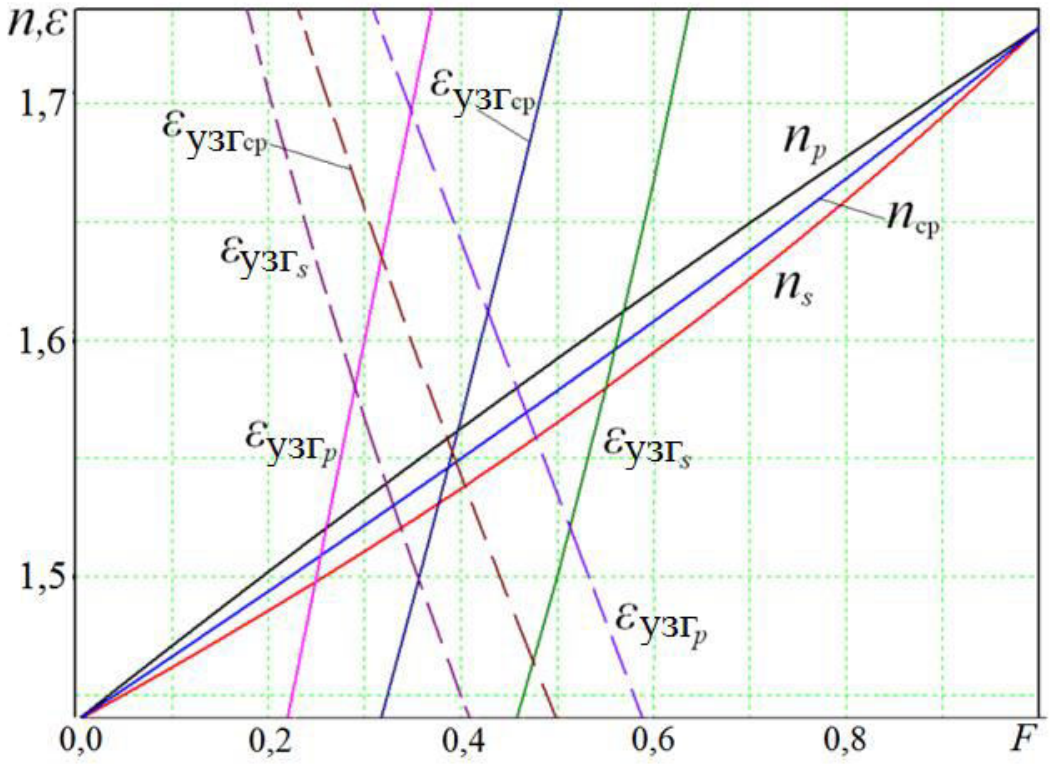


Рисунок 3.9 – Методика знаходження параметрів двопроменезаломлюючої структури лавсан-тефлон при «анізотропному» узгодженні.

Відмінність знаходження шуканої величини *F* від випадку узгодження ізотропним шаром полягає в тому, що в цьому випадку вона відповідає перетину залежностей $\varepsilon_{\text{узг ср}}$ та $n_{\text{ср}}$, а висота узгоджувального шару визначається як:

$$h = \frac{\lambda_0}{4\sqrt{\varepsilon_{\text{узг ср}}}}. \qquad (3.5)$$

Коли двопроменезаломлююча структура є набором діелектричних пластин з повітряним зазором, наведена раніше методика «анізотропного» узгодження не прийнятна. У цьому випадку таке узгодження можна здійснити лише зменшенням товщини пластини узгоджувального шару. Технологічно найпростіше це можна зробити шляхом виконання діелектричної пластини з двох пластин однакової товщини, з яких тільки одна виступає над поверхнею двопроменезаломлюючої структури (рис. 3.8, б). У цьому випадку коефіцієнт заповнення в узгоджувальному шарі вдвічі менше коефіцієнта заповнення двопроменезаломлюючої структури. Залежності $\varepsilon_{\text{узг ср}}$ та $n_{\text{ср}}$, від коефіцієнта заповнення *F* не мають точки перетину, але при невисокому значенні діелектричної проникності пластин ($\varepsilon < 3$) близькі в усьому інтервалі зміни *F*. На рис. 3.10 наведені дані залежності для структури полістирол-повітря при $æ = 0,4$.

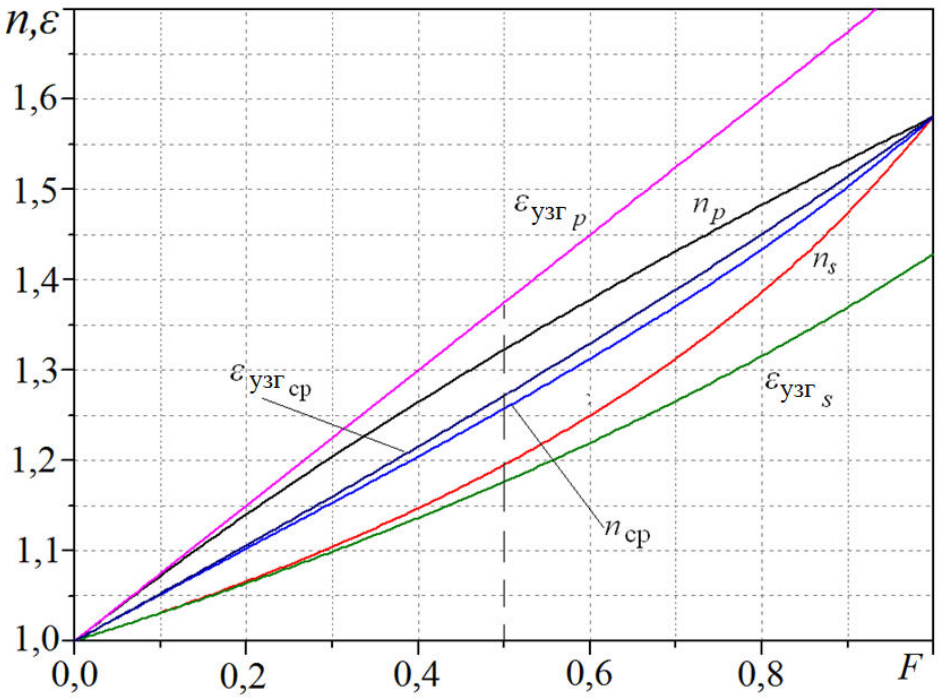
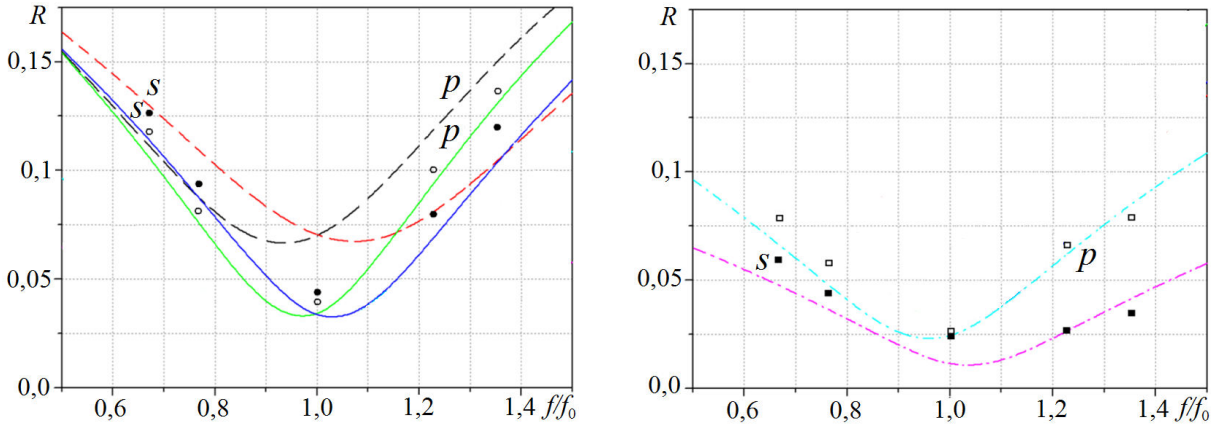


Рисунок 3.10 – Методика знаходження параметрів двопроменезаломлюючої структури полістирол-повітря при «анізотропному» узгодженні.

Таблиця 3.2 – Параметри структур лавсан-тефлон и полістирол-повітря при «анізотропному» узгодженні

Двопроменезаломлююча структура	Узгоджувальний шар	F	$h_0 = h / \lambda_0$	R_{s0}	R_{p0}	R_0
Лавсан-Тефлон æ = 0,3 $\varepsilon_1 = 3;\ \varepsilon_2 = 2,07$	лавсан	0,387	0,201	0,21	0,22	0,09
	тефлон	0,395	0,201	0,21	0,22	0,03
Полістирол-Повітря æ = 0,4 $\varepsilon_1 = 2,5;\ \varepsilon_2 = 1$	полістирол	0,5	0,223	0,09	0,14	0,02

Частотні залежності коефіцієнтів відбиття при анізотропному узгодженні по осях анізотропії для структур лавсан-тефлон при виступаючому тефлоні (суцільні криві) і виступаючому лавсані (пунктирні криві) наведені на рис. 3.11, а. А частотні залежності коефіцієнтів відбиття для структури полістирол-повітря наведені на рис. 3.11, б.



а) б)

Рисунок 3.11 – Частотні залежності коефіцієнтів відбиття від напівнескінченних структур при «анізотропному» узгодженні: а) лавсан-тефлон: суцільними кривими – при виступаючому тефлоні (○, ●– відповідно експериментальні значення R_p і R_s); пунктирними кривими при виступаючому лавсані; б) полістирол-повітря (□, ■ – відповідно експериментальні значення R_p і R_s).

Відносна смуга частот при «анізотропному» узгодженні кілька вужче, ніж при «ізотропному», але, тим не менш, досить широка. Відносна смуга частот, в якій коефіцієнт відбиття від напівнескінченної структури лавсан-тефлон після її узгодження не перевищує рівень -20 дБ, становить понад 30% при виконанні узгоджувального шару з лавсану і – більше 50% при виконанні узгоджувального шару з тефлону. Для структури полістирол-повітря ця величина складає більше 70%.

Слід зауважити, що даний спосіб узгодження є ефективним не тільки для двопроменезаломлюючої структури із середнім показником заломлення $n_{ср} \le 2$. У табл. 3.3 наведені розрахункові параметри F і h_0 узгоджуваної напівнескінченної структури слюда (ε=6,9) – лавсан (ε=3), коефіцієнти відбиття R_{s0}, R_{p0} до узгодження і коефіцієнт відбиття R_0 на центральній частоті після її «анізотропного» узгодження, а також узгодження за допомогою шару тефлону.

Таблиця 3.3 – Параметри структури слюда-лавсан при «анізотропному» узгодженні та узгодженні за допомогою шару тефлону.

Спосіб узгодження	Узгоджувальний шар	F	$h_o = h / \lambda_o$	R_{0s}	R_{0p}	R_0
«анізотропне» узгодження	слюда	0,317	0,178	0,31	0,35	0,07
	лавсан	0,352	0,176	0,32	0,35	0,03
узгодження за допомогою шару тефлону	тефлон	0,42	0,179	0,33	0,36	0,005

Частотні залежності коефіцієнтів відбиття для даної структури приведені на рис. 3.12.

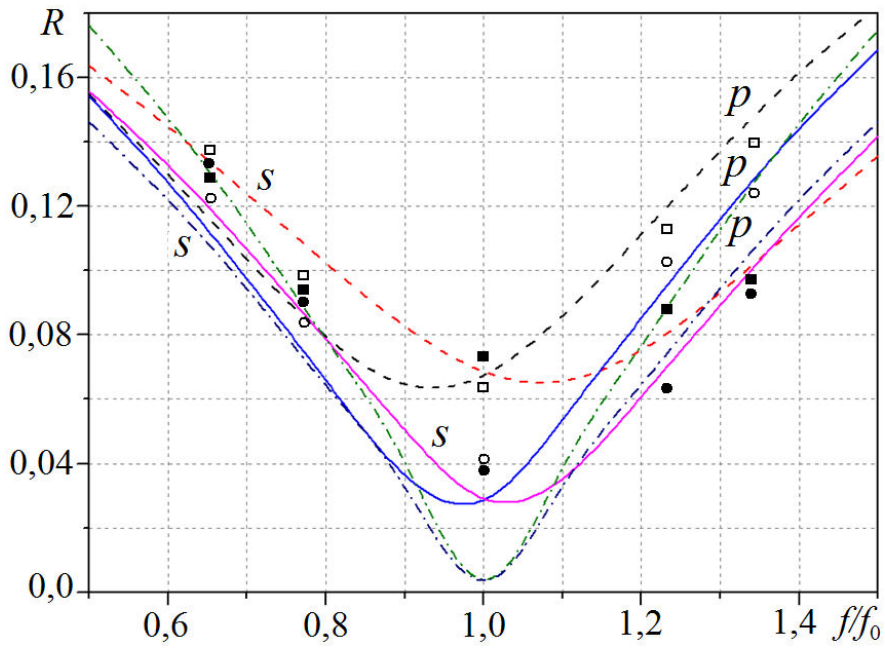


Рисунок 3.12 – Частотні залежності коефіцієнтів відбиття від напівнескінченної структури слюда-лавсан при «анізотропному» узгодженні: суцільні криві – при виступаючому лавсані (○, ● – відповідно експериментальні значення R_p і R_s); пунктирні криві – при виступачій слюді (□ – R_p,■ – R_s) і штрих-пунктирні криві – при узгодженні чвертьхвильовим шаром тефлону.

Аналіз частотних залежностей коефіцієнтів відбиття показує принципову можливість узгодження двопроменезаломлюючої структури наведеними вище способами.

Найкраще узгодження досягається при використанні пластин з поперечними пазами. Дане узгодження є повним аналогом узгодження за допомогою чвертьхвильового шару ізотропного діелектрика з відповідним показником заломлення. При цьому рівень і смуга частот узгодження практично не залежать від того, який із діелектриків, що утворюють двопроменезаломлюючу структуру, формує узгоджувальний шар.

При узгодженні за допомогою пластин без пазів частотна залежність стає асиметричною щодо центральної частоти f_0 (див. рис. 3.11, 3.12). Внаслідок чого звужується ширина смуги частот, в якій коефіцієнт відбиття не перевищує певний рівень по обох осях анізотропії. Слід також зауважити, що через вплив ефекту двопроменезаломлення узгоджувального шару диференціальний зсув фаз на виході ДФС збільшується на величину $\Delta\varphi = \frac{4\pi h}{\lambda}\left(\sqrt{\varepsilon_{\text{узг}\,p}} - \sqrt{\varepsilon_{\text{узг}\,s}}\right)$. Рівень узгодження стає залежним від того, який з діелектриків утворює узгоджувальний шар. Як виявилося краще узгодження, практично ідентичне, а в разі, наприклад, структури полістирол-повітря навіть краще рівня «ізотропного» узгодження, має місце, коли узгоджувальний шар виконаний з діелектрика з меншим значенням діелектричної проникності.

Основною перевагою «анізотропного» способу узгодження в порівнянні з «ізотропним» є можливість його використання в короткохвильовій частині ТГц діапазону.

3.4 Експериментальні дослідження

Експериментальну перевірку можливості узгодження описаними вище способами проведено в частотному діапазоні 0,11–0,225 ТГц. «Ізотропне» узгодження досліджувалося на структурах полістирол-повітря і лавсан-тефлон при виступанні тефлону. «Анізотропні» узгодження – на структурах

лавсан-тефлон і слюда-лавсан. Вибір цих матеріалів і частотного діапазону був зроблений виходячи з технологічної доцільності виготовлення як самої структури, так і узгоджувального шару. Слюда, лавсан, полістирол і тефлон виготовляються у вигляді плівок (пластинок) різної товщини, що дозволяє з великою точністю забезпечити необхідне значення коефіцієнта заповнення.

Схема квазіоптичної вимірювальної установки на базі ПДП діаметром 20 мм [98] для вимірювання малих коефіцієнтів відбиття приведена на рис. 3.13.

Як джерело ТГц випромінювання 1 використовувалися аналізатори НВЧ-кіл Elmika R4402R 0,11–0,17 ТГц і Elmika P2-139 0,175–0,225 ТГц в режимі роботи на фіксованих частотах. Джерела випромінювання підключалися до квазіоптичного тракту за допомогою ХПП 9. Коефіцієнт відбиття вимірювався шляхом вимірювання відношення максимуму до мінімуму стоячої хвилі напруги на виході квазіоптичного інтерферометра Майкельсона 3, одержаних при перестроюванні фазообертача 7, який включено перед досліджуваною структурою 5 в одне з плечей інтерферометра. У суміжне плече інтерферометра 3 поміщено нерухомий плоский відбивач 6, перед яким для зрівнювання загасання в плечах інтерферометра з метою отримання гострого компенсаційного мінімуму сигналу в квадратичному детекторі 8, включався відрізок ПДП 4. На вході та виході інтерферометра Майкельсона 3 включалися розв'язуючі квазіоптичні атенюатори 2. З метою зменшення впливу відбиття сигналу від тильної межі структури на результати вимірювання, структура виконувалася під кутом близько 60° до осі променевода, а сама структура поміщалася в невідбивальну міні камеру.

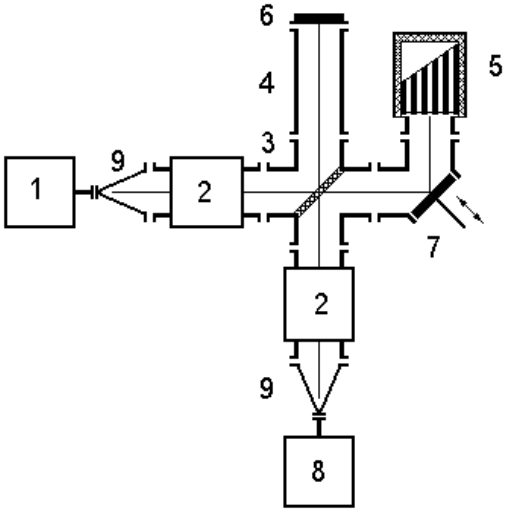


Рисунок 3.13 – Схема вимірювальної установки.

При вимірюванні коефіцієнтів відбиття R_p,R_sдвопроменезаломлююча структура встановлюється в променеводі так, щоб її пластини були розташовані відповідно паралельно або перпендикулярно площині поляризації падаючої хвилі. При цьому коефіцієнт відбиття R обчислюється за формулою:

$$R = \frac{\sqrt{A_{\max} / A_{\min}} - 1}{\sqrt{A_{\max} / A_{\min}} + 1}, \tag{3.6}$$

де $A_{\min}$ та $A_{\max}$ відповідно мінімальне та максимальне показання на виході детектора 8.

Результати вимірювання нанесені на відповідні розрахункові криві (рис. 3.7, 3.11, 3.12) точками. Отримані результати досить добре збігаються з розрахунком.

Висновки по розділу 3

В даному розділі розглянуті питання узгодження двопроменезаломлюючої структури з вільним простором. В результаті теоретичних і експериментальних досліджень отримані наступні важливі результати.

1. Вперше в ТГц діапазоні частот розроблені способи узгодження структур, що мають властивість подвійного променезаломлення форми, за допомогою елементів самих структур. Ці способи узгодження доцільно застосовувати у випадках, коли для створення чвертьхвильового шару потрібні штучні матеріали. У першому випадку узгодження здійснюється за допомогою виступання пластин одного з діелектриків з поперечними пазами за поверхню структури («ізотропне» узгодження). У другому – за допомогою виступання пластин без пазів («анізотропне» узгодження).

2. Перший спосіб є аналогом узгодження структури за допомогою чвертьхвильового просвітлювального шару ізотропного діелектрика. При експериментальному дослідженні даного способу узгодження структури лавсан-тефлон, проведеному в частотному діапазоні 0,11–0,225 ТГц, на центральній частоті f_0=0,17 ТГц вдалося отримати значення коефіцієнта відбиття $R_0 \leq 0{,}03$ для хвиль, які поляризовані паралельно і перпендикулярно пластинам, як при виступі пластин з лавсану, так і при виступі пластин з тефлону.

3. Другий спосіб узгодження є анізотропним і тому впливає на величину диференціального зсуву фаз, що створюється структурою. При виступі над поверхнею двопроменезаломлюючої структури діелектрика з меншим значенням діелектричної проникрості, «анізотропний» спосіб дозволяє отримати рівень узгодження, близький до рівня «ізотропного» узгодження. Для структури лавсан-тефлон на центральній частоті f_0=0,17 ТГц для хвиль, поляризованих паралельно і перпендикулярно пластинам, вдалося експериментально отримати $R_0 \approx 0{,}025$ для виступаючих пластин з тефлону. Основною перевагою «анізотропного» способу узгодження є можливість використання його у короткохвильовій частині ТГц діапазону.

РОЗДІЛ 4

ПЕРЕСТРОЮВАЛЬНІ ТА ШИРОКОСМУГОВІ ДИФЕРЕНЦІАЛЬНІ ФАЗОВІ СЕКЦІЇ У ТГЦ ДІАПАЗОНІ ЧАСТОТ

При високій ефективності ДФС на основі ефекту подвійного променезаломлення форми, розглянутих у розділах 2 і 3, вони мають істотний недолік – секції виконуються з прецизійною точністю для роботи на конкретній частоті секції і не можуть бути перестроєні в процесі роботи. При створенні перестроювальних фазових секції в цьому діапазоні може бути використаний принцип, який застосовується в оптиці. Він полягає в послідовному включенні декількох двопроменезаломлюючих елементів (ДЕ), оптичні осі яких розгорнуті на деякий кут. Як правило, аналіз таких структур здійснювався за допомогою сфери Пуанкаре [99-101] або матричного методу Мюллера [102, 103]. При аналізі квазіоптичних поляризаційних пристроїв краще використовувати метод поляризаційних матриць розсіювання (ПМР) [91].

В даному розділі розглядаються перестроювальні та широкосмугові чвертьхвильові та півхвильові ДФС на основі структур, що мають двопроменезаломлення форми, для роботи в довгохвильовій частині ТГц діапазону (0,1–1 ТГц). При цьому їх аналіз здійснюється за допомогою методу ПМР, метою якого є визначення взаємного розташування осей анізотропії окремих ДЕ для отримання необхідного результуючого диференціального зсуву фаз і визначення положення результуючих ефективних осей анізотропії всього пристрою. При аналізі будемо прагнути до максимальної простоти здійснення таких ДФС, що має на увазі використання мінімальної кількості елементів з мінімальною кількістю регулювань. Результати цього розділу опубліковані в роботі [18].

4.1 Перестроювальні ДФС

В цьому розділі проведено аналіз перестроювальних чвертьхвильових і півхвильових ДФС.

4.1.1 Перестроювальна чвертьхвильова ДФС

Розглянемо можливість реалізації чвертьхвильової ДФС, що складається з двох розгорнутих на деякий кут φ ДЕ, що створюють на даній частоті диференціальні зсуви фаз, відповідно Δ_1 і Δ_2. Схематичне зображення досліджуваної структури наведено на рис. 4.1, де складові ДЕ умовно зображені у вигляді площин анізотропії для хвилі, що відчуває уповільнення, а ефективна площина анізотропії еквівалентної ДФС окреслена пунктиром. Тут і далі під площиною анізотропії маємо на увазі площину, що визначається віссю анізотропії і напрямком поширення випромінювання.

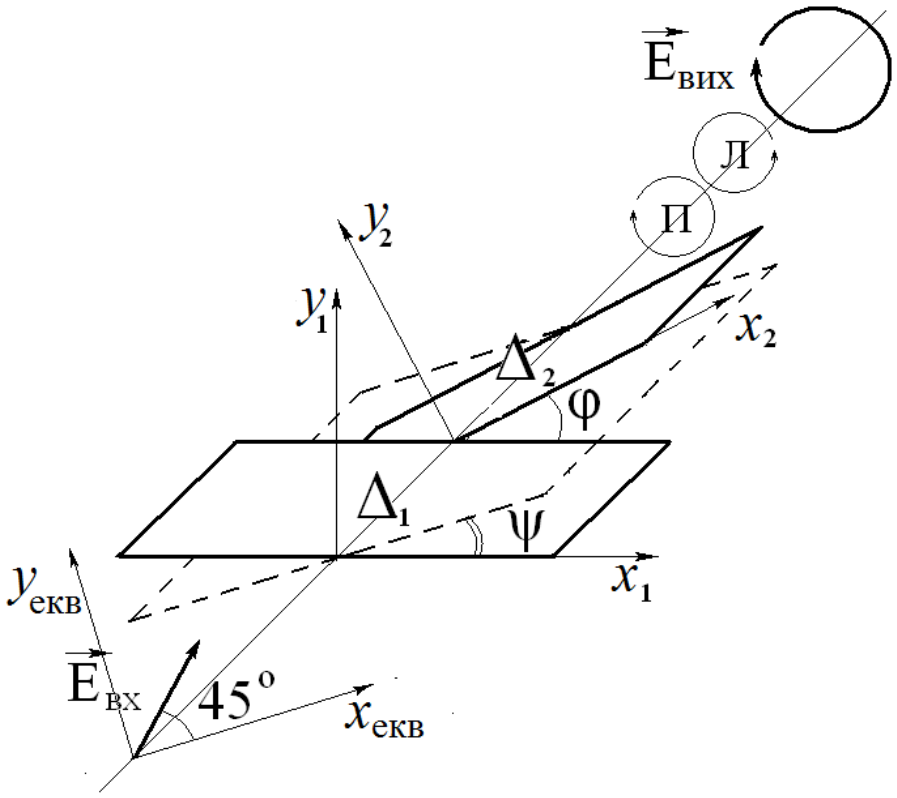


Рисунок 4.1 – Схема перестроювальної чвертьхвильової ДФС.

Будемо вважати, що ДЕ не мають дихроїзму (відмінності загасання по осях анізотропії) і повністю узгоджені з квазіоптичним трактом. В цьому

випадку ПМР кожного елемента у власних поляризаційних базисах [x_i, y_i], тобто при збігу ортів базисів з осями анізотропії ДЕ, мають вигляд 2х2 матриць передачі Джонса

$$\hat{S}_{0i} = \begin{vmatrix} e^{j\Delta_i} & 0 \\ 0 & 1 \end{vmatrix}, \qquad (4.1)$$

а ПМР ефективної ДФС є добуток цих матриць при узгодженні їх поляризаційних базисів.

Вид ПМР пристрою залежить від вибору поляризаційних базисів. При аналізі чвертьхвильових ДФС, основна функція яких полягає в перетворенні лінійно-поляризованої хвилі в кругову і навпаки, доцільно застосовувати лінійний поляризаційний базис для лінійно поляризованої хвилі і круговий базис для хвилі з круговою поляризацією.

Виберемо в якості вхідного поляризаційного базису власний лінійний поляризаційний базис еквівалентної ДФС [$x_{екв}$, $y_{екв}$], який повернуто щодо власного поляризаційного базису першої пластини [x_1, y_1] на кут ψ. Вихідний поляризаційний базис виберемо круговим [п, л]. В цьому випадку, поляризаційна матриця розсіювання ДФС має вигляд:

$$\hat{S} = \hat{G} \cdot \hat{S}_{0_2} \cdot \hat{\varphi} \cdot \hat{S}_{0_1} \cdot \hat{\psi}, \qquad (4.2)$$

де $\hat{\psi} = \begin{vmatrix} \cos\psi & \sin\psi \\ -\sin\psi & \cos\psi \end{vmatrix}, \hat{\varphi} = \begin{vmatrix} \cos\varphi & -\sin\varphi \\ \sin\varphi & \cos\varphi \end{vmatrix}$ – матриці повороту лінійних поляризаційних базисів, відповідно, на кути ψ та $-\varphi$, а $\hat{G} = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{vmatrix} 1 & j \\ 1 & -j \end{vmatrix}$ – матриця перетворення лінійного базису в круговий [73].

Точний розрахунок параметрів ДЕ для забезпечення заданого диференціального зсуву фаз з урахуванням крайових ефектів вимагає застосування досить складного чисельного методу інтегральних функціоналів в частотній області для багатомодової задачі розсіювання [68,

69], розглянутого в розділі 2. Навіть у цьому випадку, похибки виготовлення можуть привести до відхилення реального диференціального зсуву фаз від розрахункового. У той же час, виготовлення однакових ДЕ, навіть при відхиленні їх диференціального зсуву фаз від розрахункового, не викликає ускладнень. Тому будемо вважати $\Delta_1=\Delta_2=\Delta$. В цьому випадку, ПМР має вигляд:

$$\frac{1}{\sqrt{2}}\begin{pmatrix} e^{-jy}\cos z\,(e^{-jy}\cos x + j\sin x) - & \cos z\,(i\cos x - e^{-jy}\sin\ x) + \\ -(j\cos x - e^{-jy}\sin x)\sin z & +e^{-jy}(e^{-jy}\cos x + j\sin x)\sin z \\ e^{-jy}\cos z\,(e^{-jy}\mathrm{c}\cos x - j\sin x) - & \cos z\,(-j\cos x - e^{-jy}\sin x) + \\ -(-j\cos x - e^{-jy}\sin x)\sin z & +e^{-jy}(e^{-jy}\cos x - j\sin x)\sin z \end{pmatrix}. \qquad (4.3)$$

Тоді при подачі на вхід лінійно поляризованого коливання під кутом 45° в поляризаційному базисі [$x_{\text{екв}}$, $y_{\text{екв}}$] $\vec{E}_{\text{вх}} = \frac{1}{\sqrt{2}}\begin{vmatrix}1\\1\end{vmatrix}$ сигнал на виході в круговому поляризаційному базисі [п, л] має вигляд:

$$\vec{E}_{\text{вих}} = \hat{S}\cdot\vec{E}_{\text{вх}}\begin{pmatrix}E_{\text{пр}}\\E_{\text{лів}}\end{pmatrix} = \frac{1}{2}\begin{pmatrix} e^{j\Delta}(\cos\psi+\sin\psi)(e^{j\Delta}\cos\varphi + j\sin\varphi) + \\ +(\cos\psi-\sin\psi)(e^{j\Delta}\sin\varphi + j\cos\varphi) \\ e^{j\Delta}(\cos\psi+\sin\psi)(e^{j\Delta}\cos\varphi - j\sin\varphi) - \\ -(\cos\psi-\sin\psi)(e^{j\Delta}\sin\varphi + j\cos\varphi) \end{pmatrix}. \qquad (4.4)$$

Якщо отримана секція є повним еквівалентом чвертьхвильової ДФС, то на виході має бути присутня хвиля тільки однієї кругової поляризації, припустимо – правої. Складова $E_{\text{лів}}$ в такому випадку є паразитною. Тоді розв'язуючи рівняння $|E_{\text{лів}}|=0$, отримуємо, що для реалізації чвертьхвильової ДФС відносний кут розвороту осей анізотропії ДЕ повинен становити

$$\varphi = \operatorname{arctg}\sqrt{-\cos 2\Delta}, \qquad (4.5)$$

а площина анізотропії еквівалентної ДФС повернута відносно площини анізотропії першої пластини на кут

$$\psi = -\mathrm{arctg}\left(1 - \frac{2\cos\Delta\sqrt{-\cos 2\Delta}}{\cos 2\Delta + (\cos\Delta + \sin\Delta)\sqrt{-\cos 2\Delta}}\right). \qquad (4.6)$$

Залежності кутів φ і ψ від диференціального зсуву фаз Δ для перестроювальної чвертьхвильової ДФС наведені на рис. 4.2.

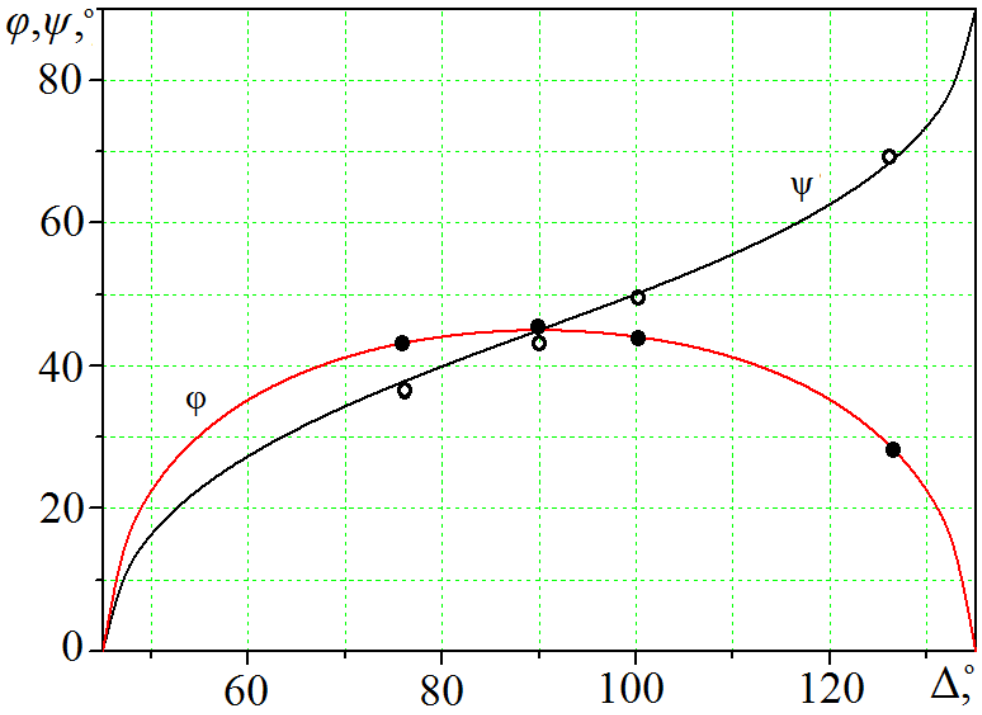


Рисунок 4.2 – Залежності кутів φ і ψ від диференціального зсуву фаз ДЕ Δ для чвертьхвильової перестроювальної ДФС, що складається з двох однакових ДЕ.

Як видно з рисунка, реалізація перестроювальної чвертьхвильової ДФС можлива в разі, якщо диференціальний зсув фаз, який створюється кожним з ДЕ, становить від 45° до 135°. Якщо залежність диференціального зсуву фаз Δ від частоти f покладається лінійною, здійснити таку ДФС можна в смузі частот з коефіцієнтом перекриття f_{max}/f_{min}=3.

4.1.2 Перестроювальна півхвильова ДФС

Розглянемо можливість реалізації перестроювальної півхвильової ДФС, що складається з декількох елементів. Для знаходження параметрів півхвильової ДФС можна скористатися її властивостями: в полі хвилі з круговою поляризацією півхвильова ДФС перетворює поляризацію одного виду, наприклад правокругову, в ортогональну (лівокругову); в полі хвилі з лінійною поляризацією півхвильова ДФС повертає площину поляризації.

Виконати перестроювальну півхвильову ДФС з двох однакових ДЕ неможливо. Пояснити це можна таким чином. При перетворенні падаючої круго-поляризованої хвилі одного виду в круго-поляризовану хвилю ортогонального виду в середній частині ДФС поляризація лінійна. Отже, кожен з двох однакових ДЕ, що утворюють півхвильову ДФС, є перетворювачем лінійної поляризації в кругову або навпаки. Це відповідає єдиному випадку виконання півхвильової ДФС, коли диференціальний зсув фаз кожного ДЕ становить 90º, а площини їх анізотропії орієнтовані паралельно.

Розглянемо можливість виконання перестроювальної півхвильової ДФС з трьох однакових елементів ($\Delta_1=\Delta_2=\Delta_3=\Delta$). Для мінімізації кількості регулювань обертатися буде тільки середній ДЕ. При цьому площини анізотропії крайніх ДЕ паралельні. Розгляд такої структури в полі круго-поляризованої хвилі вимагає аналізу амплітуди і фази вихідного сигналу. В полі лінійно-поляризованої хвилі потрібен аналіз лише амплітуди. Проведемо аналіз в лінійних поляризаційних базисах (рис. 4.3).

Для знаходження кута розвороту середнього ДЕ φ і орієнтації площини анізотропії еквівалентної ДФС ψ скористаємося властивістю півхвильової ДФС повертати площину поляризації лінійно-поляризованого коливання на подвоєний кут розвороту площини поляризації падаючого коливання щодо її площини анізотропії. Окремим випадком є поворот площини поляризації

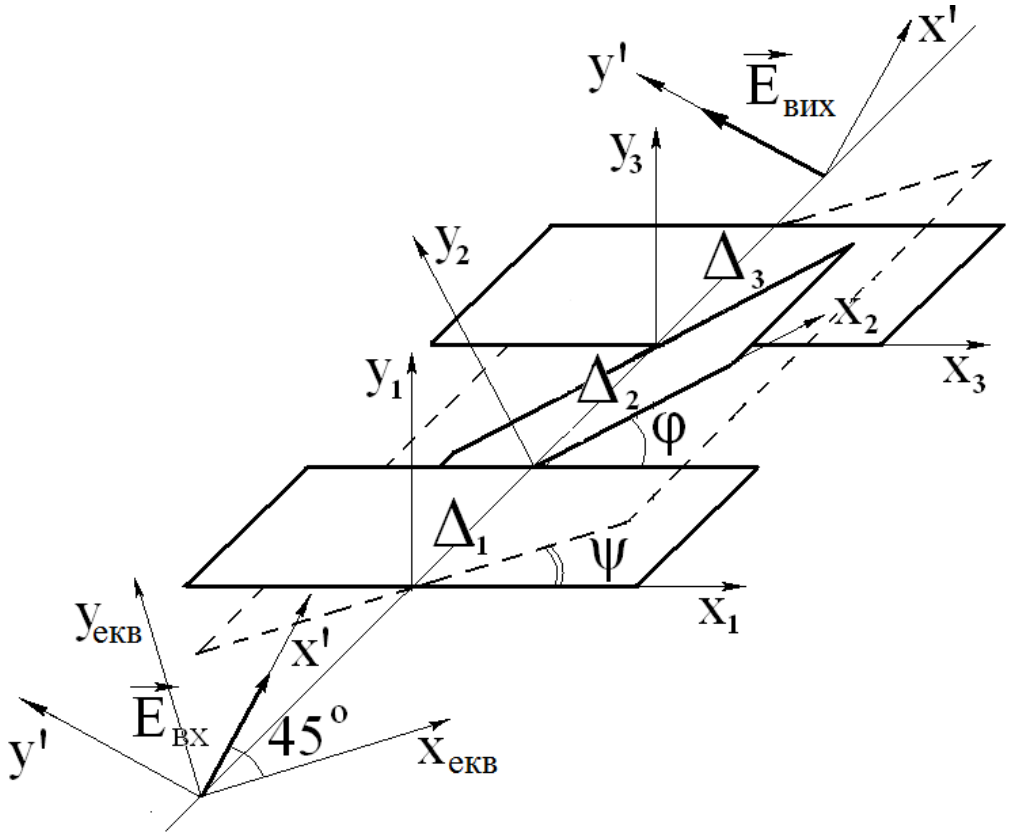


Рисунок 4.3 – Схема перестроювальної півхвильової ДФС.

на 90º при орієнтації площини поляризації падаючої хвилі під кутом 45º. Для спрощення форми запису вхідного та вихідного сигналів у цьому випадку доцільно ввести додатковий поляризаційний базис [x', y'], який розгорнуто щодо власного поляризаційного базису [$x_{екв}$, $y_{екв}$] еквівалентної ДФС на кут 45º.

ПМР системи з трьох однакових ДЕ, крайні з яких паралельні, а середня, повернута на кут φ, в єдиному лінійному базисі [x', y'] має вигляд:

$$\hat{S} = \hat{\theta}^{-1} \cdot \hat{S}_0 \cdot \hat{\varphi}^{-1} \cdot \hat{S}_0 \cdot \hat{\varphi} \cdot \hat{S}_0 \cdot \hat{\theta}, \qquad (4.7)$$

де $\hat{\theta} = \begin{pmatrix} \cos(\psi+45) & \sin(\psi+45) \\ -\sin(\psi+45) & \cos(\psi+45) \end{pmatrix}$, $\hat{\varphi} = \begin{pmatrix} \cos\varphi & -\sin\varphi \\ \sin\varphi & \cos\varphi \end{pmatrix}$ – матриці повороту лінійних поляризаційних базисів, відповідно, на кути ψ+45º та $-\varphi$, $\hat{\theta}^{-1}$ та $\hat{\varphi}^{-1}$ – ермітово спряжені матриці відповідно до матриць $\hat{\theta}$ та $\hat{\varphi}$.

Якщо отримана секція є повним еквівалентом звичайної півхвильової ДФС, то при подачі $\vec{E}_{\text{вх}} = \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix}$, сигнал на виході повинен мати вигляд $\vec{E}_{\text{вих}} = \hat{S} \cdot \vec{E}_{\text{вх}} = \begin{pmatrix} E_{\text{вих}_x} \\ E_{\text{вих}_y} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix}$. Складова $E_{\text{вих}_x}$ в даному випадку є паразитною.

Розв'язуючи рівняння

$$|E_{\text{пар}}| = |E_{\text{вых}_x}| = e^{j\Delta}[e^{j\Delta}\cos\left(\frac{\pi}{4}+\psi\right)\cos\varphi + \sin\left(\frac{\pi}{4}+\psi\right)\sin\varphi]^2 + \tag{4.8}$$

$$+[e^{j\Delta}\cos\left(\frac{\pi}{4}+\psi\right)\sin\varphi - \sin\left(\frac{\pi}{4}+\psi\right)\cos\varphi]^2 = 0,$$

отримуємо, що для реалізації півхвильової ДФС кут розвороту осі анізотропії середнього ДЕ щодо площини анізотропії крайніх ДЕ повинен становити

$$\varphi = \text{arctg}\left(\sqrt{\frac{-\cos(3\Delta/2)}{\cos(\Delta/2)}}\right). \tag{4.9}$$

При цьому площина анізотропії ефективної ДФС становить з тією ж площиною кут:

$$\psi = \varphi/2. \tag{4.10}$$

Залежності кутів φ і ψ від диференціального зсуву фаз Δ_i наведені на рис. 4.4.

Реалізація півхвильової ДФС можлива в разі, якщо диференціальний зсув фаз кожного з елементів складає від 60º до 300º. При лінійній залежності диференціального зсуву фаз від частоти, здійснити таку ДФС можна в смузі частот з коефіцієнтом перекриття f_{max}/f_{min}=5.

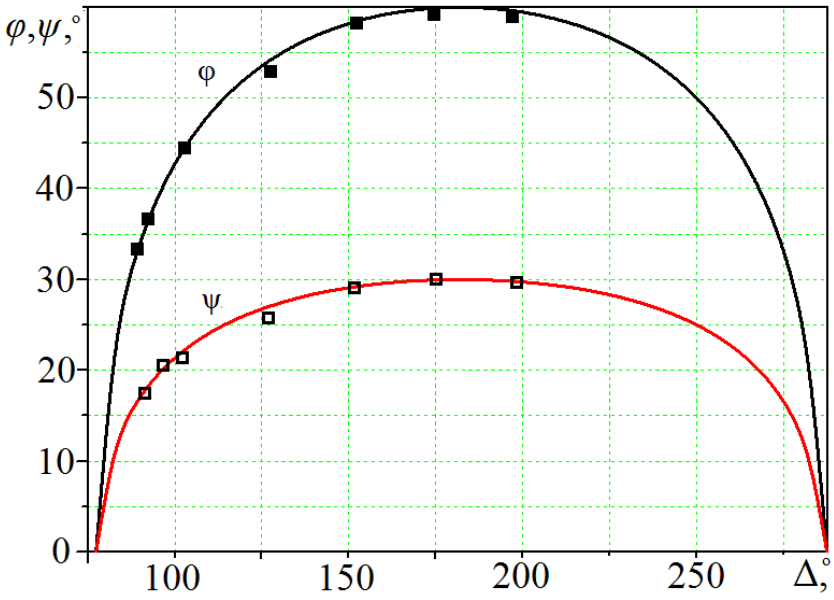


Рисунок 4.4 – Залежності кутів φ і ψ від диференціального зсуву фаз ДЕ Δ_i для півхвильової перестроювальної ДФС, що складається з трьох однакових ДЕ.

Порівнюючи малюнки 4.2 і 4.4, можна зробити висновок, що в інтервалі значень диференціального зсуву фаз ДЕ від 60º до 135º чвертьхвильова та півхвильова секції можуть бути реалізовані з одних і тих же ДЕ, що підвищує технологічність їх виготовлення. Ідентичні ДЕ, що створюють на центральній частоті диференціальний зсув фаз ~100º дозволяють виконувати на їх основі перестроювальні чвертьхвильові та перестроювальні півхвильові ДФС, смуга частот яких перевищує 70%.

4.2 Широкосмугові ДФС

У цьому розділі наведено аналіз широкосмугових чвертьхвильових і півхвильових ДФС.

4.2.1 Широкосмугова півхвильова ДФС

Важливим параметром ДФС є її широкосмужність при фіксованому налаштуванні. Оцінка широкосмужності може бути здійснена по частотній

залежності амплітуди паразитної складової сигналу $|E_{\text{пар}}|$ на виході ДФС від частоти.

Для розглянутої в пункті 4.1.1 перестроювальної чвертьхвильової ДФС $|E_{\text{пар}}|=|E_{\text{лів}}|$ (див. вираз 4.4) на рис. 4.5 наведені розрахункові частотні залежності амплітуди вихідного паразитного коливання з круговою поляризацією $|E_{\text{пар}}|$ при подачі на вхід лінійно поляризованої хвилі. Площина її поляризації орієнтована під кутом 45° у поляризаційному базисі $[x_{\text{екв}}, y_{\text{екв}}]$. Залежності, позначені цифрами 1-4, розраховані для ряду значень диференціального зсуву фаз Δ кожного ДЕ на центральній частоті f_0 при відповідних кутах φ і ψ, що визначаються виразами (4.5) і (4.6).

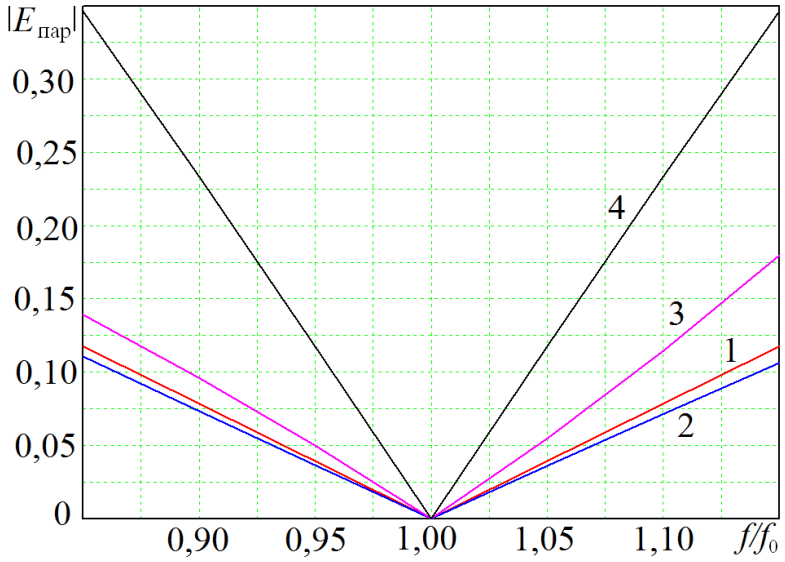


Рисунок 4.5 – Частотна залежність амплітуди паразитної круго-поляризованої складової на виході перестроювальної чвертьхвильової ДФС при значеннях диференціального зсуву фаз кожного ДЕ на центральній частоті: Δ=45º та 90º – крива 1; Δ=70º – крива 2; Δ=110º – крива 3; Δ=135º – крива 4.

Аналізуючи наведені залежності, можна помітити, що широкосмужність перестроювальної чвертьхвильової ДФС при зміні диференціального зсуву фаз кожного ДЕ в діапазоні 45º<Δ<90º збільшується, а потім з ростом Δ різко падає, що пов'язано зі збільшенням

загальної довжини пристрою. На рис. 4.6 наведена залежність відношення ширини робочої смуги перестроювальної ДФС Δf, що складається з двох однакових ДЕ, до ширини робочої смуги одиночної чвертьхвильової ДФС Δf_0. Розрахунок проведено за рівнем величини паразитної складової $|E_{\text{пар}}|$=0,1(-20дБ) від величини диференціального зсуву фаз, що створюється кожним ДЕ.

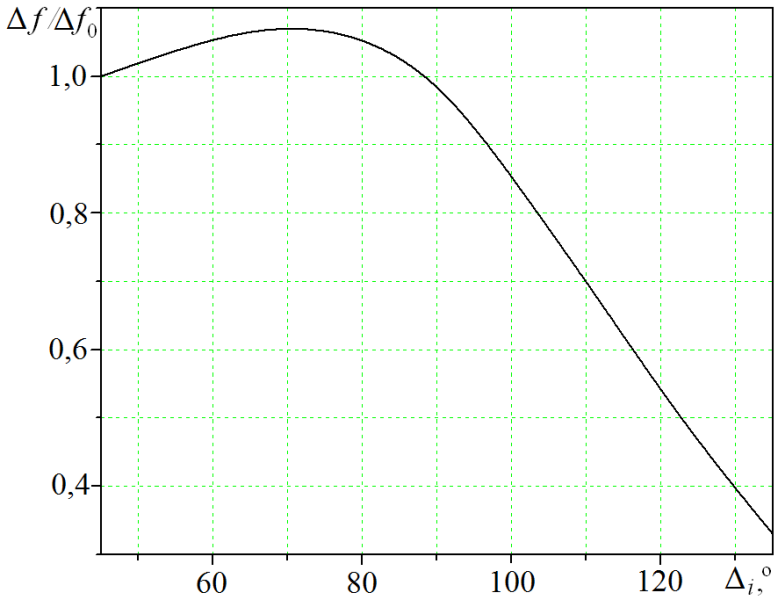


Рисунок 4.6 – Залежність відношення ширини робочої смуги частот перестроювальної ДФС, що складається з двох однакових ДЕ, до ширини робочої смуги частот одиночної чвертьхвильової ДФС від величини диференціального зсуву фаз, що створюється кожним ДЕ.

З рис. 4.6 видно, що в діапазоні Δ=45º–90º широсмужність перестроювальної чвертьхвильової ДФС перевищує широсмужність одиночної ДФС. Однак це перевищення (в 1.07 рази при Δ≈70º) не дає підстав вважати таку ДФС широкосмуговою.

Аналогічно, широкосмужність перестроювальної півхвильової ДФС при фіксованому налаштуванні будемо оцінювати по залежності величини амплітуди паразитної лінійної крос-поляризованої хвилі на виході $|E_{\text{пар}}|$, яка визначається (4.8), від відносної частоти f/f_0. Розрахункові залежності $|E_{\text{пар}}|$

для кількох значень диференціального зсуву фаз кожного ДЕ на центральній частоті f_0 і відповідних їм кутах φ (4.9) і ψ (4.10) представлені на рис. 4.7.

Зі збільшенням диференціального зсуву фаз в діапазоні 60º<Δ<300º ширина робочої смуги частот, як і в разі чвертьхвильової ДФС, спочатку збільшується, а потім зменшується.

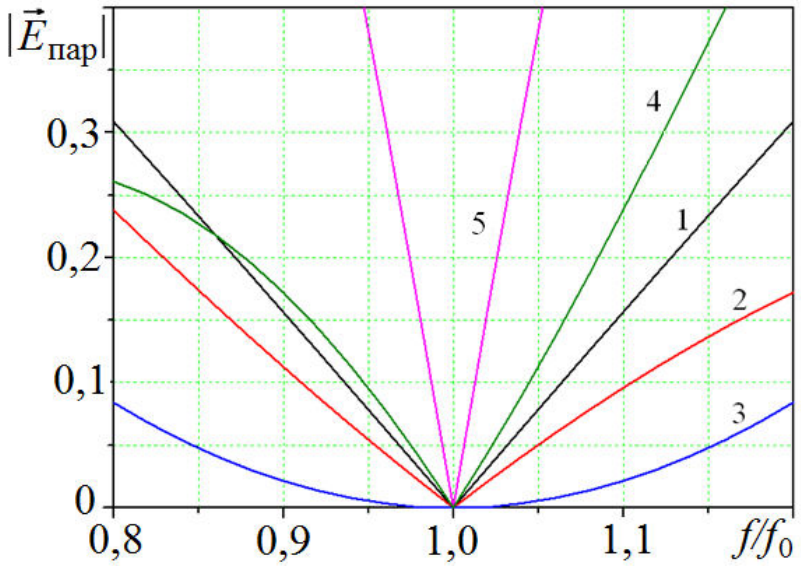


Рисунок 4.7 – Частотна залежність ортогональної паразитної складової на виході перестроювальної півхвильової ДФС в полі лінійно поляризованої хвилі при значеннях диференціального зсуву фаз кожного ДЕ на центральній частоті: Δ=60º – крива 1; Δ=120º – крива 2; Δ=180º – крива 3; Δ=240º – крива 4; Δ=300º – крива 5.

На рис. 4.8 наведено залежність відношення ширини робочої смуги перестроювальної півхвильової ДФС Δf, що складається з трьох однакових ДЕ, до ширини робочої смуги одиночної півхвильової ДФС Δf_0 на рівні величини паразитної складової $|E_{\text{пар}}|$=0,1 (-20дБ) від величини диференціального зсуву фаз, що створюється кожним ДЕ. З рисунка видно, що ширина смуги робочих частот півхвильової перестроювальної ДФС в інтервалі значень диференціального зсуву фаз на кожному елементі від 60º до ~230º більше, ніж ширина смуги звичайної півхвильової секції. Максимальна робоча смуга, що значно (в 3,7 рази) перевищує робочу смугу

частот звичайної півхвильової ДФС, досягається при Δ_i=180º і φ=60º. Це пов'язано з малою крутизною залежності кута розвороту середньої секції φ і положенням ефективної площини анізотропії ψ від Δ (4.9, 4.10) (рис. 4.4), що еквівалентно залежності від частоти. Таким чином, дана ДФС є широкосмуговою в порівнянні з одиночною ДФС.

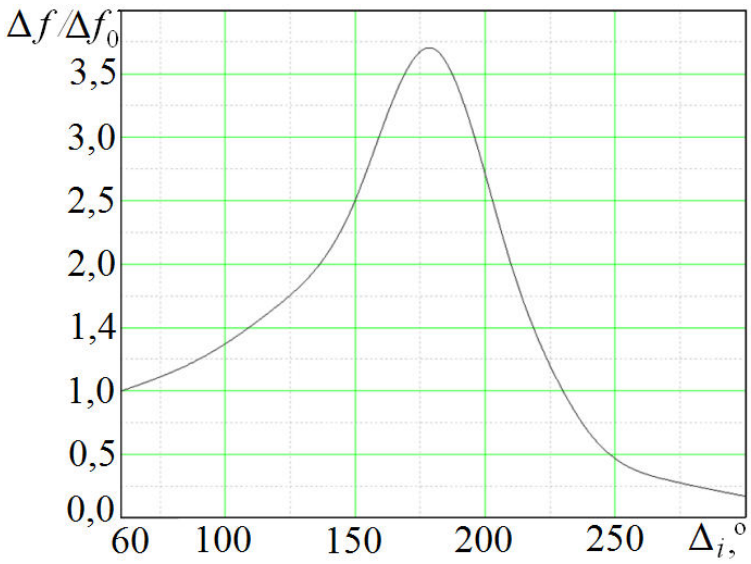


Рисунок 4.8 – Залежність відношення ширини робочої смуги перестроювальної півхвильової ДФС Δf, що складається з трьох однакових ДЕ до ширини робочої смуги одиночної чвертьхвильової ДФС Δf_0 на рівні величини паразитної складової $|E_{\text{пар}}|$=0,1 (-20дБ) від величини диференціального зсуву фаз, що створюється кожним ДЕ.

У поляризаційних фазообертачах і зсувувачах частоти півхвильова ДФС знаходиться в полі хвилі з круговою поляризацією. У зв'язку з зазначеними вище відмінностями роботи півхвильової ДФС в залежності від виду поляризації, доцільно розглянути роботу широкосмугової півхвильової ДФС в полі такої хвилі.

Схематичне зображення широкосмугової півхвильової ДФС в кругових поляризаційних базисах на вході та виході приведено на рис. 4.9. ПМР в такому випадку має вигляд:

$$\hat{S} = \hat{G} \cdot \hat{S}_0 \cdot \hat{\varphi}^* \cdot \hat{S}_0 \cdot \hat{\varphi} \cdot \hat{S}_0 \cdot \hat{G}^*, \tag{4.11}$$

де $\hat{G}^*$ – матриця ермітово спряжена до матриці $\hat{G}$.

В ідеальному випадку при подачі на вхід ДФС сигналу правокругової поляризації $\vec{E}_{\text{вх}} = \begin{pmatrix} E_{\text{пр}} \\ E_{\text{лів}} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix}$ хвиля на виході повинна стати лівокруговою $\vec{E}_{\text{вих}} = \begin{pmatrix} E_{\text{пр}} \\ E_{\text{лів}} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix}$. $E_{\text{пр}}$ в даному випадку є паразитним сигналом і має вигляд:

$$E_{\text{пр}} = \frac{1}{2}\left[e^{j2\Delta} \sin^2\varphi + \cos^2\varphi + e^{j\Delta}\left(e^{j2\Delta}\cos^2\varphi + \sin^2\varphi \right) \right] \tag{4.12}$$

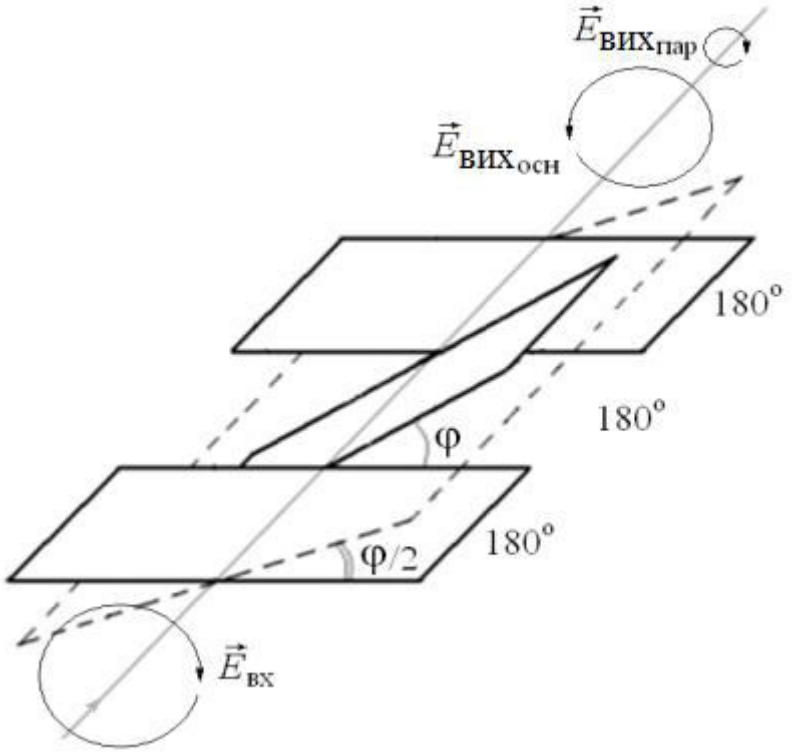


Рисунок 4.9 – Схематичне зображення широкосмугової півхвильової ДФС в полі хвилі з круговою поляризацією.

Частотні характеристики паразитного сигналу на виході широкосмугової півхвильової ДФС, що працює в полі лінійно-поляризованої хвилі (крива 1) і в полі круго-поляризованої хвилі (крива 2) при розвороті середньої секції на кут 60º наведені на рис. 4.10.

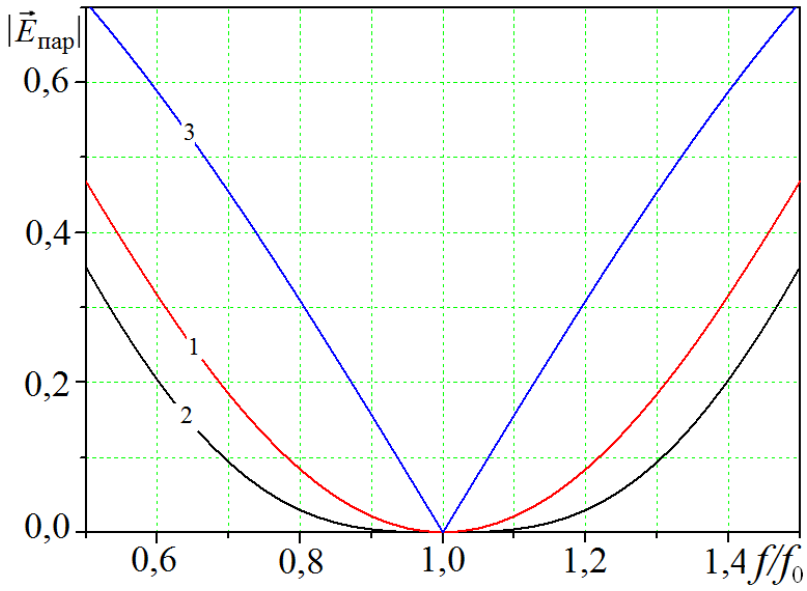


Рисунок 4.10 – Частотні залежності паразитної складової на виході широкосмугової півхвильової ДФС, що працює в полі: 1) лінійно-поляризованої хвилі; 2) круго-поляризованої хвилі; 3) звичайної півхвильової ДФС.

4.2.2 Широкосмугова чвертьхвильова ДФС

Оскільки половина півхвильової ДФС є чвертьхвильовою ДФС, логічно припустити, що комбінація півхвильового і чвертьхвильового ДЕ, розгорнутих на кут φ=60º, утворюють також широкосмуговий перетворювач лінійної поляризації в кругову (чвертьхвильову ДФС).

Розглянемо перестроювальну ДФС, що складається з двох ДЕ (рис. 4.1), диференціальний зсув фаз одного з яких відрізняються в два рази від диференціального зсуву фаз іншого. При цьому, можливі два варіанти побудови такої ДФС. Перший варіант це коли лінійно поляризована хвиля надходить з боку ДЕ з більшим диференціальним зсувом фаз (Δ_1=2Δ, Δ_2=Δ). Другий варіант – з боку ДЕ з меншим диференціальним зсувом фаз (Δ_1=Δ, Δ_2=2Δ). Аналіз таких структур проводиться за допомогою ПМР (4.2). Розраховані залежності кутів розвороту ДЕ φ і положення ефективної

площини анізотропії ефективної ДФС ψ від Δ наведені на рис. 4.11. В обох випадках кут розвороту площин анізотропії ДЕ становить:

$$\varphi = \operatorname{arctg}\left(\sqrt{\frac{|\cos 3\Delta|}{\cos \Delta}}\right)$$

(суцільна крива на рис. 4.11). У першому випадку положення ефективної площини анізотропії, як і для перестроювальної півхвильової секції, становить $\psi = \varphi/2$ (пунктирна крива на рис. 4.11). У другому випадку площина анізотропії ефективної ДФС становить з площиною анізотропії крайніх ДЕ кут:

$$\psi = \frac{\pi}{4} - \operatorname{arctg}\left(\frac{\cos 3\Delta + \sqrt{|\cos 3\Delta / \cos \Delta|}\cdot \sin \Delta}{\sqrt{|\cos 3\Delta / \cos \Delta|}\cdot \cos 2\Delta}\right)$$

(штрих-пунктирна крива на рис. 4.11).

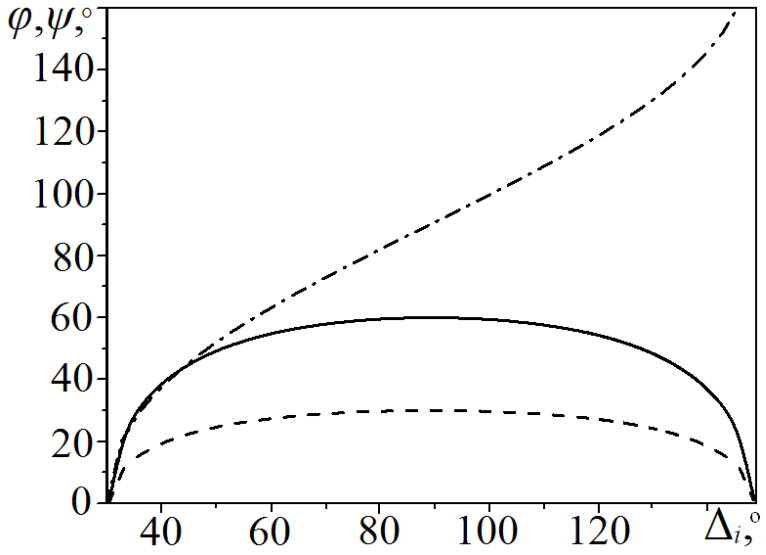


Рисунок 4.11 – Залежності кутів розвороту φ (суцільна крива) і ψ в разі $\Delta_1=2\Delta$, $\Delta_2=\Delta$ (пунктирна крива) і $\Delta_1=\Delta$, $\Delta_2=2\Delta$ (штрихпунктирна крива) від Δ для чвертьхвильових ДФС.

Залежності амплітуди паразитної крос-поляризованої хвилі від відносної частоти перестроювальної чвертьхвильової ДФС, що складається з 180º і 90º ДЕ, розгорнутих на 60º, наведені на рис. 4.12.

З рисунка видно, що широкосмужність перетворювача поляризації, в якому лінійно поляризована хвиля падає з боку 90º ДЕ (крива 1), в 3 рази менше, ніж широкосмужність звичайної чвертьхвильової ДФС (крива 3), тобто така ДФС є вузькосмужною.

Широкосмужність перетворювача поляризації, в якому лінійно поляризована хвиля падає з боку 180º ДЕ (крива 2) значно перевищує широкосмужність звичайної ДФС. При допустимій амплітуді паразитної крос-поляризованої хвилі $|E_{пар}|$=0,1 (-20 дБ) відносна смуга робочих частот в цьому випадку майже в 2,5 рази перевищує робочу смугу звичайної чвертьхвильової секції. Така секція є широкосмужною.

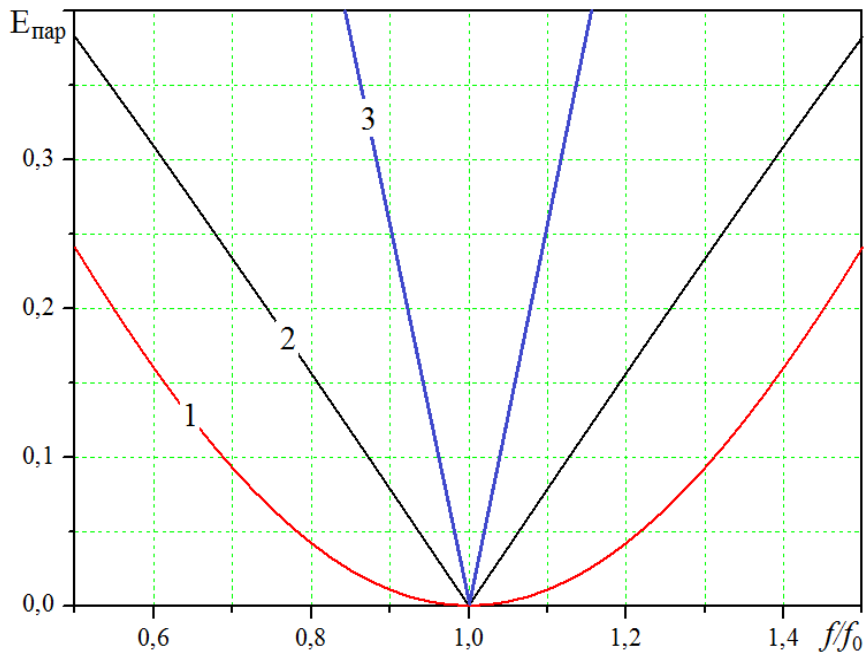


Рисунок 4.12 – Частотні залежності амплітуди паразитної крос-поляризованої хвилі на виході широкосмужної (крива 1), звичайної (крива 2) і вузькосмужної (крива 3) чвертьхвильових ДФС.

4.3 «Надширокосмугові» ДФС

Робоча смуга частот чвертьхвильових і півхвильових широкосмужних ДФС може бути ще більше розширена шляхом зменшення кута розвороту осей анізотропії φ. У цьому випадку відсутність паразитного крос-поляризованого сигналу на виході ДФС спостерігається на частотах, симетрично рознесених щодо центральної частоти. Зменшення кута φ має бути таким, щоб це не призвело до погіршення параметрів ДФС нижче гранично допустимого рівня в діапазоні, обмеженому цими частотами.

Частотні залежності амплітуди паразитного сигналу на виході широкосмугової чвертьхвильової ДФС для кутів розвороту φ=60º, φ=58º і φ=56º представлені, відповідно, кривими 1, 2 і 3 на рис. 4.13.

Мінімальний кут розвороту, при якому рівень паразитної складової на центральній частоті не перевищує 0,1 (-20 дБ) становить ~56º. При цьому, смуга робочих частот «надширокосмугових» чвертьхвильових ДФС більш ніж в 1,3 рази перевищує смугу робочих частот широкосмугової ДФС і майже в 3,5 рази смугу робочих частот звичайної чвертьхвильової ДФС.

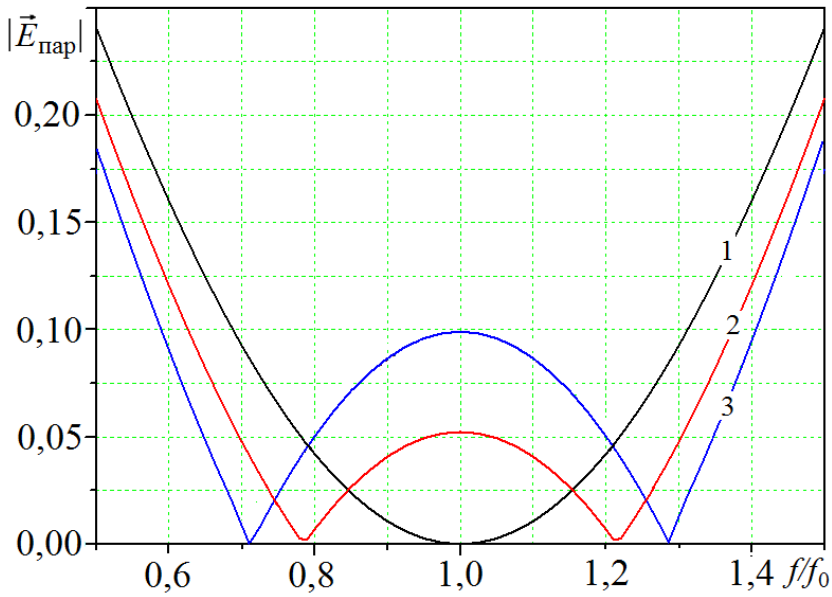
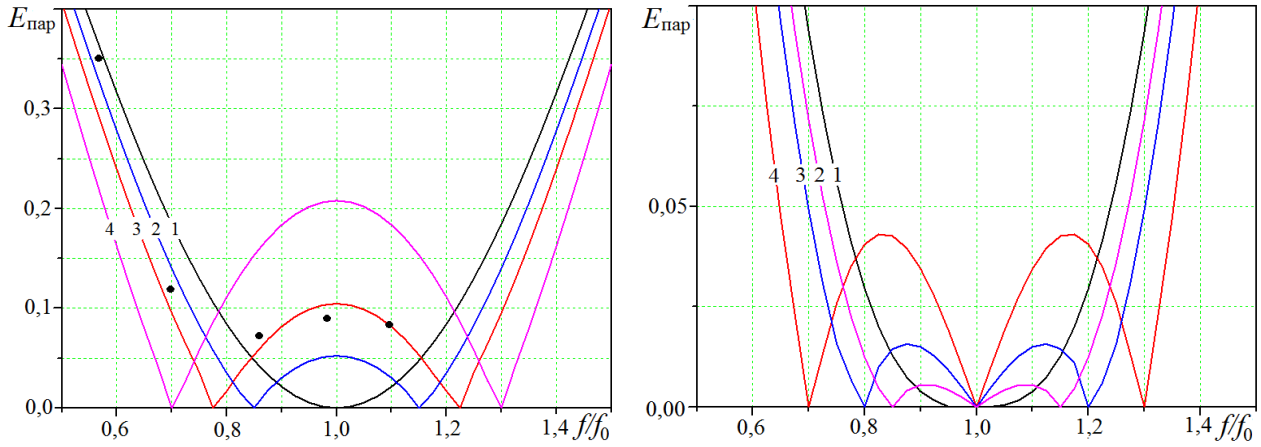


Рисунок 4.13 – Частотні залежності амплітуди паразитної крос-поляризованої хвилі на виході широкосмугової чвертьхвильової ДФС при кутах: φ=60º (крива 1), φ=58º (крива 2) і φ=56º (крива 3).

Частотні залежності паразитного сигналу на виході широкосмугової півхвильової ДФС в полі лінійно-поляризованої і круго-поляризованої хвиль для кутів розвороту φ=60º, φ=59º, φ=58º та φ=56º представлені кривими 1, 2, 3 і 4 відповідно, на рис . 4.14, а і 4.14, б.



а) б)

Рисунок 4.14 – Частотні залежності паразитної складової на виході широкосмугової півхвильової ДФС, що працює в полі: а) лінійно-поляризованої хвилі; б) круго-поляризованої хвилі. Кути розвороту середнього ДЕ: φ=60º – крива 1, φ=59º – крива 2, φ=58º – крива 3, φ=56º – крива 4.

На відміну від роботи півхвильової ДФС в полі лінійно-поляризованої хвилі паразитна складова на виході ДФС, що працює в полі кругової поляризації, на центральній частоті залишається рівною нулю при будь-якому розвороті середньої секції. При цьому її рівень нижче у всій смузі робочих частот, ніж при роботі в полі лінійно-поляризованої хвилі. Остання обставина надзвичайно важлива при використанні ДФС в фазових зсувувачах частоти, оскільки від цього безпосередньо залежить рівень паразитного спектру вихідного сигналу.

4.4 Експериментальні дослідження

Експериментальні дослідження можливості створення перестроювальних і широкосмугових ДФС були проведені в довгохвильовій частині ТГц діапазону. Для повного дослідження перестроювальних ДФС потрібно джерело випромінювання в дуже широкому діапазоні частот (f_{max}/f_{min}=3 для чвертьхвильових ДФС і f_{max}/f_{min}=5 для півхвильових ДФС). Як джерела ТГц випромінювання використовувався аналізатор НВЧ-кіл Elmika Р2-139, що працює в діапазоні частот 0,086–0,11 ТГц без множення частоти і в діапазоні 0,173–0,225 ТГц з множенням частоти, і твердотільний генератор на ЛПД на фіксовану частоту 0,138 ТГц. Це забезпечило загальний діапазон частот дослідження 0,086–0,225 ТГц (f_{max}/f_{min}=2.6), що, все-таки, недостатньо.

Питання розширення частотної смуги дослідження може бути вирішене таким чином. Залежності кутів розвороту осей анізотропії ДЕ φ і положення ефективної площини анізотропії ψ від диференціального зсуву фаз Δ мають симетрію (осьову або обертову) щодо Δ=90º для чвертьхвильових ДФС і Δ=180º для півхвильових ДФС. Тому експериментально достатньо досліджувати ДФС в половинному діапазоні частот їх можливостей перестроювання. При цьому диференціальний зсув фаз, створюваний ДЕ може приймати значення 90º і 180º поблизу одного з країв досліджуваного діапазону. В такому випадку доцільно використовувати в експерименті одні і ті ж ДЕ, які створюють диференціальний зсув фаз 90º поблизу низькочастотного краю діапазону і зсув фаз 180º поблизу високочастотного краю діапазону.

При виборі ДЕ для експериментального дослідження слід врахувати ще одну обставину. Наведений вище теоретичний розгляд було зроблено в припущенні повного узгодження ДЕ з трактом. Наявність відбиття може значно погіршити характеристики ДФС. У розділі 3 даної роботи нами були розглянуті різні способи узгодження структур, що мають властивість подвійного променезаломлення форми. Ці способи досить широкосмугові, але забезпечити узгодження у всьому діапазоні можливості здійснення

перестроювальних чвертьхвильових і півхвильових ДФС не можуть. Однак перевагою таких структур є можливість шляхом вибору матеріалів і коефіцієнта заповнення отримувати низькі рівні відбиття, які істотно не вплинуть на результат експерименту.

Виходячи з викладеного вище, для експериментальної перевірки можливості створення перестроювальних і широкосмугових ДФС шляхом фрезерування були виготовлені ідентичні ДЕ у вигляді двосторонньої «гребінки» з полістиролу (ε=2,5) з періодом 0,5мм і коефіцієнтом заповнення ~0,4 з несучою перемичкою з суцільного полістиролу товщиною 1,9 мм (рис. 4.15). Період обраний таким, щоб уникнути впливу вищих дифракційних гармонік (див. підрозділ 2.3), а коефіцієнт заповнення – щоб без спеціальних способів узгодження забезпечити мінімальний коефіцієнт відбиття. Глибина гребінки з кожного боку становить 3,4 мм, з тим розрахунком, щоб диференціальний зсув фаз становив 90º на частоті ~0,1 ТГц і 180º на частоті ~0,2 ТГц.

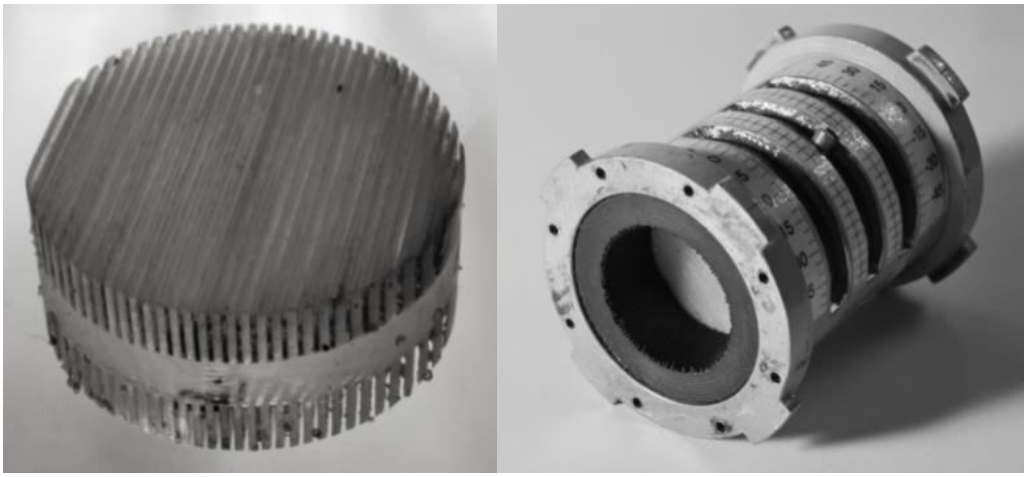


Рисунок 4.15 – Зовнішній вигляд ДЕ і макета досліджуваної ДФС.

Експериментальна установка, що виконана на основі ПДП діаметром 20 мм [98], представлена на рис. 4.16. Основна частина установки містить джерело випромінювання 1, ХПП 2, 9, фільтруючий відрізок ПДП 3, лінійні дротові поляризатори 4, 8, зчленування, що обертаються 5, 7 між якими поміщена досліджувана ДФС 6 і детектор 10. При дослідженні ДФС в полі

круго-поляризованої хвилі вхідний поляризатор 4 замінюється на дзеркально-ґратковий перестроювальний перетворювач площини поляризації 11. Корпус ДФС 6 виконаний також на основі ПДП діаметром 20 мм, в який можуть бути поміщені від одного до трьох ДЕ з можливістю повороту кожного з них навколо осі променеводу (рис. 4.15).

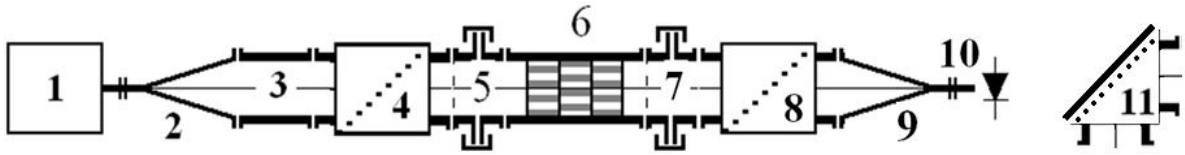


Рисунок 4.16 – Схема вимірювальної квазіоптичної установки.

При розміщенні в корпусі ДФС одного ДЕ в панорамному режимі вимірювалися загасання і коефіцієнт відбиття по осях анізотропії в смузі частот. Середнє значення загасання склало від 0,6 дБ в діапазоні 0,086–0,11 ТГц і до 0,8 дБ в діапазоні 0,172–0,225 ТГц. Зазначений при цьому дихроїзм ±0,2 дБ пов'язаний, вирогідно, з впливом неповного узгодження структури. Коефіцієнт відбиття у всій смузі склав –14±6 дБ. Диференціальний зсув фаз, що створюється ДЕ в смузі частот обчислювався за результатами вимірювання коефіцієнта еліптичності сигналу на виході ДЕ на фіксованих частотах (0,086, 0,1, 0,11, 0,138, 0,173, 0,2, 0,225) ТГц. Було встановлено, що в досліджуваному діапазоні частот диференціальний зсув фаз, утворений ДЕ, лінійно залежить від частоти і приймає значення 90º на частоті 0,102 ТГц і 180º на частоті 0,204 ТГц. Ці частоти приймаються за центральні при дослідженні широкосмугових чвертьхвильових і півхвильових ДФС, відповідно.

Перестроювальна чвертьхвильова ДФС досліджувалася при розміщенні в корпусі двох ДЕ. Відносним розворотом осей анізотропії ДЕ і поворотом всієї ДФС навколо осі променевода домагалися максимального коефіцієнта еліптичності (не гірше 0,98) в тих же фіксованих точках

діапазону. Коефіцієнт еліптичності розраховувався по відношенню мінімального та максимального сигналів при спільному обертанні обертового зчленування 7, поляризатора 8 і детектора 9. Значення відлічуваних кутів φ і ψ із урахуванням лінійного зв'язку диференціального зсуву фаз ДЕ від частоти нанесені на рис. 4.2 знаками ● і ○.

Перестроювальна півхвильова ДФС досліджувалася при розміщенні в корпусі трьох ДЕ. Осі анізотропії крайніх ДЕ сполучалися. Вихідний поляризатор 8 встановлювався ортогонально вхідному поляризатору 2. Поворотом середнього ДЕ і всієї системи навколо осі ПДП домагалися одержати мінімум сигналу на виході ДФС в тих же фіксованих точках діапазону. Значення відлічуваних при цьому кутів φ і ψ з урахуванням лінійної залежності диференціального зсуву фаз ДЕ від частоти нанесені на рис. 4.4 відповідно знаками ■ і □.

Паразитний ортогональний сигнал на виході широкосмугової півхвильової ДФС, що працює в полі лінійної поляризації, вимірювався при паралельній установці крайніх ДЕ і розвороті середнього ДЕ на кут $\varphi \approx 59^\circ$. Його амплітуда в смузі частот нанесена знаками ● на рис. 4.14, а.

Дослідження широкосмугових ДФС, на виході яких основною поляризацією є кругова, полягає у вимірюванні коефіцієнта еліптичності. Тому частотні залежності паразитних складових на їх виході доцільно подати у вигляді частотних залежностей коефіцієнта еліптичності, перерахованих за формулою:

$$r = \frac{\left|\left|E_{\text{осн}}\right| - \left|E_{\text{пар}}\right|\right|}{\left|\left|E_{\text{осн}}\right| + \left|E_{\text{пар}}\right|\right|}.$$

Розраховані частотні залежності коефіцієнта еліптичності сигналу на виході широкосмугових чвертьхвильової ДФС (крива 1) і півхвильової ДФС (крива 2) в полі круго-поляризованої хвилі при $\varphi \approx 58^\circ$ представлені на рис. 4.17.

При дослідженні широкосмугової півхвильової ДФС в полі круго-поляризованої хвилі вхідний поляризатор 4 замінювався на дзеркально-

гратковий перестроювальний перетворювач поляризації 11, на виході якого в кожній точці діапазону домагалися максимального коефіцієнта еліптичності ($r \geq 0{,}98$). Значення виміряних при цьому коефіцієнтів еліптичності сигналу на виході ДФС позначені кружками ○ на рис. 4.17.

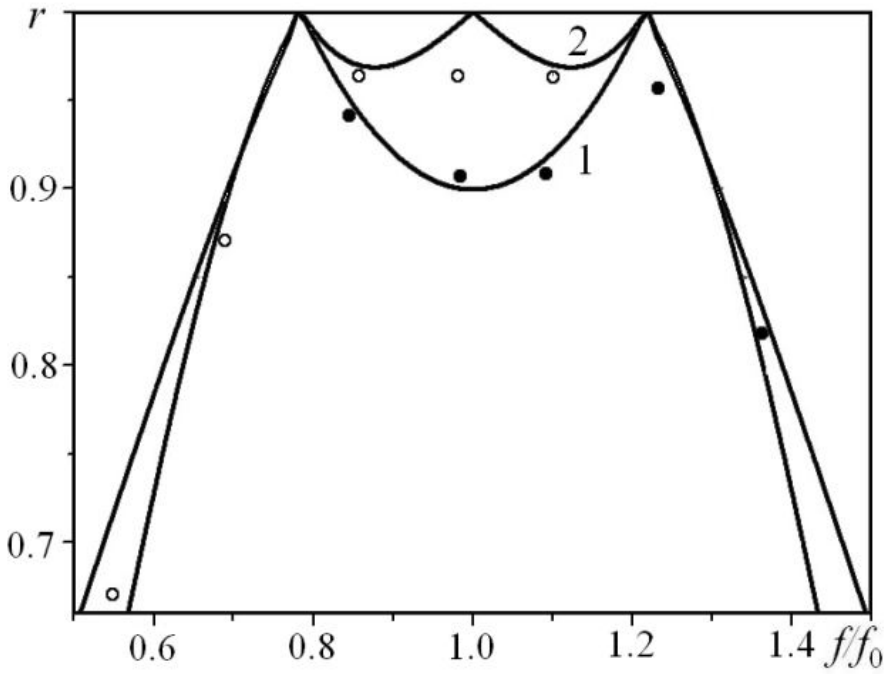


Рисунок 4.17 – Частотні залежності коефіцієнтів еліптичності сигналів на виході широкосмугової чвертьхвильової ДФС і широкосмугової півхвильової ДФС в полі круго-поляризованої хвилі при $\varphi \approx 58^{\circ}$.

Проведені експериментальні дослідження показують гарний збіг розрахункових даних із експерементальними.

Висновки по розділу 4

Виконані в цьому розділі дослідження перестроювальних і широкосмугових чвертьхвильових і півхвильових ДФС на основі структур з подвійним променезаломленням форми, дозволяє зробити наступні висновки.

1. За допомогою методу ПМР встановлена можливість реалізації перестроювальних чвертьхвильових і півхвильових ДФС, що складаються з декількох ДЕ. Для реалізації перестроювальної чвертьхвильової ДФС досить двох однакових ДЕ, кожен з яких в діапазоні перестройки створює диференціальний зсув фаз від 45º до 135º. Налаштування секцій здійснюється за допомогою розвороту площини анізотропії одного ДЕ щодо іншого на кут від 0º до 45º. Перестроювальна півхвильова ДФС може складатися з трьох однакових ДЕ, кожен із яких в діапазоні перестройки створює диференціальний зсув фаз від 60º до 300º. Налаштування ДФС здійснюється розворотом площини анізотропії середнього ДЕ щодо крайніх на кут від 0º до 60º. Обидва види перестроювальних ДФС можуть бути реалізовані з одних і тих же ДЕ, що створюють в діапазоні перестройки диференціальний зсув фаз від 60º до 135º.

2. В результаті аналізу перестроювальних ДФС показана можливість реалізації широкосмугових чвертьхвильових і півхвильових ДФС. Широкосмугова чвертьхвильова ДФС складається з двох ДЕ, що створюють на центральній частоті діапазону диференціальні зсуви фаз 90º і 180º та розгорнутих на кут 58º–60º. Причому 180º ДЕ розташовується з боку падіння лінійно-поляризованої хвилі. Широкосмугова півхвильова ДФС складається з трьох однакових ДЕ, кожен з яких створює на центральній частоті діапазону диференціальний зсув фаз 180º, а площина анізотропії середнього

ДЕ розгорнута на кут 58º–60º відносно крайніх. Широкосмуговість таких ДФС в кілька разів перевищує широкосмуговість окремого ДЕ.

3. Проведені експериментальні дослідження підтвердили можливість побудови перестроювальних і широкосмугових ДФС. Це відкриває можливості створення на їх основі перестроювальних і широкосмугових перетворювачів поляризації, обертачів площини поляризації, поляризаційних фазообертачів та зсувувачів частоти.

РОЗДІЛ 5

ШИРОКОСМУГОВІ КВАЗІОТПИЧНІ ПОЛЯРИЗАЦІЙНІ ПРИСТРОЇ ТГЦ ДІАПАЗОНУ ЧАСТОТ

Як зазначалося раніше, важливою перевагою квазіоптики при створенні радіовимірювальних засобів для фізичних досліджень є можливість використання поляризаційних принципів і методів перетворення хвильових пучків в КО трактах. Ці принципи побудови радіоприймальної апаратури в основному базуються на широкому застосуванні різних ДФС. У цьому розділі наводяться приклади практичного застосування ДФС, розглянутих у попередніх розділах, при створенні поляризаційних пристроїв радіовимірювальної апаратури довгохвильової частини ТГц діапазону частот. Результати даного розділу опубліковані в роботах [19, 20].

5.1 Вибір параметрів структури, що має властивість подвійного променезаломлення форми

Розглянемо один з можливих алгоритмів знаходження конструктивних параметрів ДЕ для створення на їх основі перестроювальних та широкосмугових ДФС в довгохвильовій частині ТГц діапазону. Конструктивні параметри і матеріали структури вибираються виходячи з вимог до загасання, що вноситься ДЕ, і рівню його узгодження з трактом.

Загасання в ДЕ, що має властивість подвійного променезаломлення форми визначається, з одного боку, тангенсом кута втрат (tgδ), застосованих при їх виготовленні матеріалів, а з іншого – розміром ДЕ уздовж осі променевода. Як показано в розділі 2, осьовий розмір ДЕ $(t_1+t_2)<<\lambda$ обернено пропорційний показнику двопроменезаломлення $\Delta n=n_p-n_s$. Показники заломлення, що входять в цей вираз визначаються виразами (2.1, 2.2).

Показник двопроменезаломлення Δn тим вище, чим більше різниця діелектричної проникності застосовуваних діелектриків ε_1, ε_2. При $\varepsilon_1>\varepsilon_2$

залежність показника двопроменезаломлення Δn від коефіцієнта заповнення F ($F=t_1/(t_1+t_2)$) має пологий максимум в області $F\approx0,6$ (рис. 2.3).

Серед широко розповсюджених матеріалів доцільно вибрати, наприклад, слюду ($\varepsilon_1=6.9$, $\mathrm{tg}\delta_1\approx10^{-3}$) і тефлон ($\varepsilon_2=2.07$, $\mathrm{tg}\delta_2\approx10^{-4}$).

Залежності показників заломлення по осях анізотропії n_p, n_s і показника двопроменезаломлення Δn структури слюда-тефлон від коефіцієнта заповнення слюдою F при $(t_1+t_2)/\lambda=0,2$, що розраховані чисельним методом інтегральних функціоналів [68,69], наведені на рис. 5.1. З точки зору забезпечення мінімальної осьової довжини ДЕ слід вибирати коефіцієнт заповнення $F=0,6$.

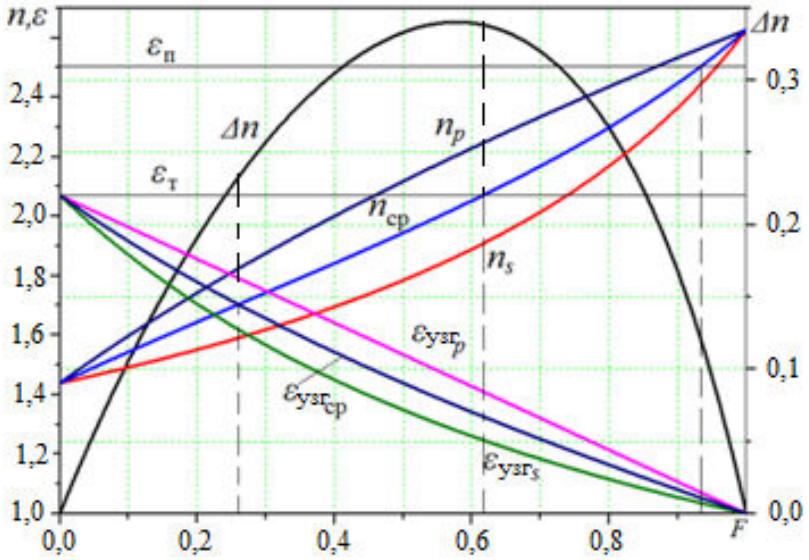


Рисунок 5.1 – Залежності показників заломлення по осях анізотропії n_p, n_s, показника двопроменезаломлення Δn структури слюда-тефлон, діелектричної проникності полістиролу $\varepsilon_{\text{п}}$ і тефлона $\varepsilon_{\text{т}}$, штучного узгоджувального шару $\varepsilon_{\text{узг}\,p}$; $\varepsilon_{\text{узг}\,S}$, і середніх значень $n_{\text{ср}}=\sqrt{n_s n_p}$ і $\varepsilon_{\text{узг ср}}=\sqrt{\varepsilon_{\text{узг}\,s}\varepsilon_{\text{узг}\,p}}$ від коефіцієнта заповнення слюдою F.

Коефіцієнт заповнення такої структури також визначається способом її узгодження із квазіоптичним трактом. У розділі 3 були розглянуті деякі способи такого узгодження. Один із них полягає у нанесенні на поверхню двопроменезаломлюючої структури чвертьхвильового узгоджувального

шару ізотропного діелектрика (див. рис. 3.3). Оскільки показники заломлення структури відрізняються по осях анізотропії, діелектрична проникність матеріалу узгоджувального шару повинна дорівнювати: $\varepsilon_{\text{узг}} = n_{\text{ср}} = \sqrt{n_s n_p}$. На рис. 5.1 показано графічне визначення коефіцієнта заповнення двопроменезаломлюючої структури слюда-тефлон F при її узгодженні чвертьхвильовими шарами тефлону і полістиролу (ε=2,5, tgδ≈10^{-3}). Коефіцієнт заповнення F відповідає точкам перетину $n_{\text{ср}}$ і діелектричної проникності тефлону $\varepsilon_{\text{т}}$ і полістиролу $\varepsilon_{\text{п}}$, і дорівнює відповідно 0,62 і 0,93. При таких коефіцієнтах заповнення показник двопроменезаломлення структури слюда-тефлон дорівнює 0,34 і 0,126, відповідно. У другому випадку осьовий розмір ДЕ, що створює диференціальний зсув фаз $\Delta\varphi$, майже в 3 рази більше ніж у першому. З точки зору забезпечення мінімального загасання узгодження за допомогою тефлону краще. Частотні залежності модуля коефіцієнта відбиття R по осях анізотропії від напівнескінченної двопроменезаломлюючої структури слюда-тефлон за допомогою чвертьхвильового узгоджувального шару тефлону наведені на рис. 5.2 кривими 1p і 1s.

Другий можливий спосіб узгодження полягає в тому, що платівки одного з діелектриків виступають над поверхнею двопроменезаломлюючої структури (рис. 3.8, а). Виступаючі платівки утворюють гребінчату двопроменезаломлюючу структуру діелектрик-повітря, що має діелектричні проникності по осях анізотропії $\varepsilon_{\text{узг}_p}$ і $\varepsilon_{\text{узг}_S}$. Було показано, що більш ефективне узгодження відбувається в разі виступі над поверхнею структури діелектрика з меншою діелектричною проникністю – в даному випадку тефлону. На рис. 5.1 коефіцієнт заповнення F структури при її узгодженні за допомогою анізотропного діелектрика тефлон-повітря відповідає перетину кривих $\varepsilon_{\text{узг ср}} = \sqrt{\varepsilon_{\text{узг}_s}\varepsilon_{\text{узг}_p}}$ і $n_{\text{ср}}$ структури та дорівнює 0,26. При такому коефіцієнті заповнення показник двопроменезаломлення Δn=0,23, а осьовий розмір ДЕ, що створює той же диференціальний зсув фаз $\Delta\varphi$, лише в 1,4 рази

більше осьового розміру ДЕ при узгодженні за допомогою ізотропного шару тефлону.

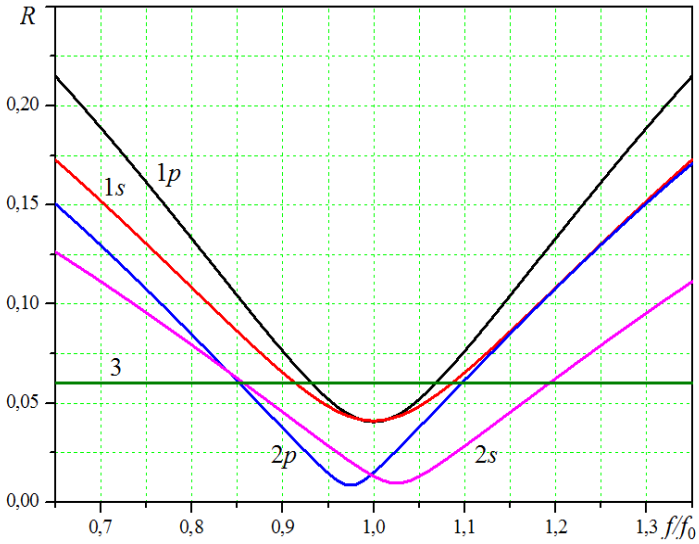


Рисунок 5.2 – Частотні залежності коефіцієнта відбиття.

Частотні залежності коефіцієнта відбиття по осях анізотропії від напівнескінченної двопроменезаломлюючої структури слюда-тефлон за допомогою чвертьхвильового шару штучного анизотропного діелектрика «тефлон-повітря» наведені на рис. 5.2 кривими 2*p* і 2*s*. З графіка випливає, що узгодження за допомогою анізотропного діелектрика «тефлон-повітря» у відносному частотному діапазоні f/f_0 від 0,65 до 1,35 ефективніше.

На підставі проведеного вище аналізу ДЕ представляє собою двопроменезаломлюючу структуру «слюда-тефлон» з відносним періодом $(t_1+t_2)/\lambda=0,2$ і коефіцієнтом заповнення слюдою $F=0,26$, узгоджену з квазіоптичним трактом за допомогою, виступаючих над її поверхнею на висоту $h = \lambda_0 / 4\sqrt{\varepsilon_{\text{узг}_{\text{ср}}}}$, пластин тефлону. При створенні перестроювальних і широкосмугових ДФС узгоджувальний шар потрібен тільки на зовнішніх межах крайніх ДЕ. Коефіцієнт відбиття на межах між такими ДЕ, коли їх площини анізотропії розгорнуті на кут $\psi\approx60°$, становить величину всього 0,06 (крива 3 на рис. 5.2). Це дещо гірше, ніж узгодження ДЕ з квазіоптичним трактом в середній частині частотного діапазону, але краще, ніж на його краях. ДЕ для роботи в діапазоні із середньою частотою $f_0=0,15$

ТГц (λ_0=0,2мм) являє собою набір пластин слюди товщиною 0,1мм і тефлону, товщиною 0,3мм (F=0,25), які чергуються. Осьовий розмір 180º ДЕ становить 4,35мм, а 90º ДЕ – 2,17 мм. Узгоджувальний шар в необхідних місцях виконаний шляхом виступання пластин тефлону над поверхнею структури на висоту h=0,38мм. Зовнішній вигляд ДЕ представлений на рис. 5.3.

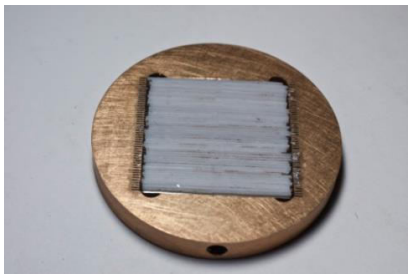


Рисунок 5.3 – Зовнішній вигляд ДЕ.

5.2 Обертач площини поляризації для широкосмугового еліпсометра

Урахування поляризації сигналу значно підвищує можливості та інформативність вимірювань у порівнянні з хвилеводною радіовимірювальною апаратурою. В даний час все більш широку увагу дослідників привертає еліпсометрія – високочутливий і точний метод дослідження різних систем шляхом аналізу зміни стану поляризації відбитого хвильового пучка. Важливою особливістю еліпсометрії є висока чутливість, неруйнівний і незбурювальний характер вимірювань, можливість вивчення кінетики швидкоплинних явищ, а також вимірювання при різних фізичних умовах (температура, тиск, агресивне середовище). Основні області застосування еліпсометрії: нанотехнологія, фізика і хімія поверхні і тонких плівок, оптика, кристалофізика, електрохімія, сенсорні пристрої для екології, біологія і медицина.

Класична схема еліпсометра, що працює на фіксованій частоті, представлена на рис. 5.4 [104]. Еліпсометр працює наступним чином. Промодульоване по амплітуді лінійно поляризоване випромінювання від

генератора 1 подається на обертач площини поляризації 7 через ХПП 2 і атенюатор 3. Обертачем площини поляризації 7 встановлюється необхідний кут площини поляризації електромагнітної хвилі, яка направляється на досліджуваний зразок 4.

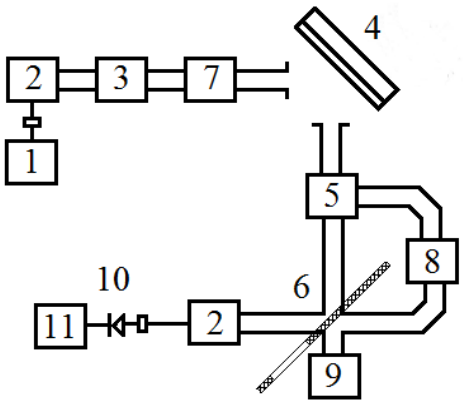


Рисунок 5.4 – Схема еліпсометра.

Відбита від зразка еліптично поляризована хвиля потрапляє на поляризаційний дільник 5, який направляє по різних каналах складові електромагнітної хвилі, поляризовані в площині падіння і в площині перпендикулярній до неї. Обидві складові подаються на комутатор 6, причому площина поляризації однієї з них повертається обертачем площини поляризації 8 на 90º. Отримані складові по черзі з частотою перемикання комутатора 6 подаються через ХПП 2 на детекторну секцію 10 або на узгоджене навантаження 9. Продетектована напруга подається на блок обробки сигналу 11.

Інформативність вимірювань може бути значно підвищена шляхом їх проведення в смузі частот. В даний час в довгохвильовій частині ТГц діапазону існують панорамні вимірювачі коефіцієнтів відбиття і передачі. Наприклад, вимірювач комплексних коефіцієнтів відбиття і передачі Elmika R4402R, який здійснює девіацію частоти в діапазоні 0,11–0,17 ТГц, або панорамний вимірювач КСХН та ослаблення Elmika Р2-139 в діапазоні 0,175–0,225 ТГц. Оскільки класична схема еліпсометра містить принаймні

два обертача площини поляризації (ОПП), то досить актуальним завданням є розробка широкосмугового ОПП.

Відомо, що якщо на півхвильову ДФС падає лінійно-поляризована хвиля, площина поляризації якої становить кут α з площиною анізотропії фазової секції, площина поляризації хвилі на виході ДФС повертається на кут θ=2α. Таким чином, півхвильова ДФС сама по собі є обертачем площини поляризації.

Поворот площини поляризації θ пов'язаний з поворотом півхвильової секції співвідношенням θ=2α тільки в тому випадку, якщо ДФС дає номінальний диференціальний зсув фаз 180º. При роботі в смузі частот цей зсув відрізняється від номінального. Поряд з сигналом основної поляризації $E_{\text{осн}}$ на виході ДФС з'являється паразитний сигнал $E_{\text{пар}}$ ортогональної поляризації. У загальному випадку сигнал на виході стає еліптично поляризованим, що призводить до поляризаційних втрат сигналу та кутовій помилці повороту площини поляризації.

У розділі 4 методом поляризаційних матриць розсіювання була показана можливість створення широкосмугової півхвильової ДФС, що складається з трьох однакових ДЕ, що створюють на центральній частоті діапазону f_0 диференціальний зсув фаз Δ_{0i}=180°. При цьому площини анізотропії крайніх ДЕ орієнтовані паралельно, а площина анізотропії середнього ДЕ розгорнута на кут φ (рис. 5.5). Еквівалентна площина анізотропії результуючого пристрою, що умовно зображена на рис. 5.5 пунктиром, становить кут $\varphi/2$ з площиною анізотропії крайніх ДЕ.

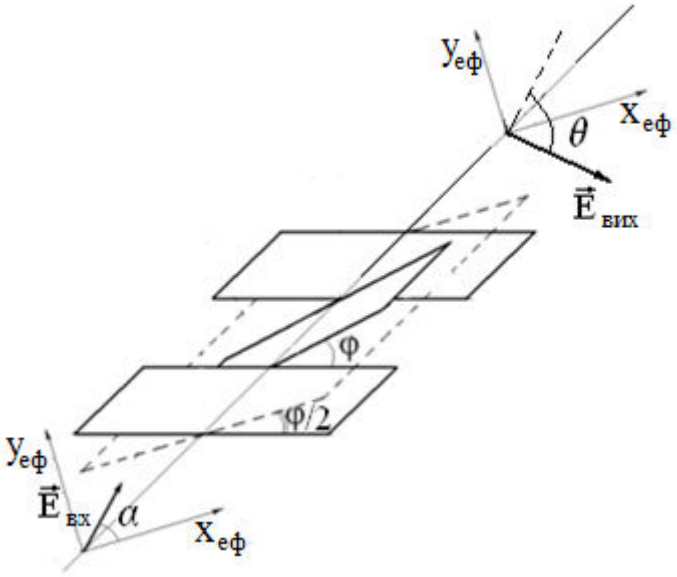
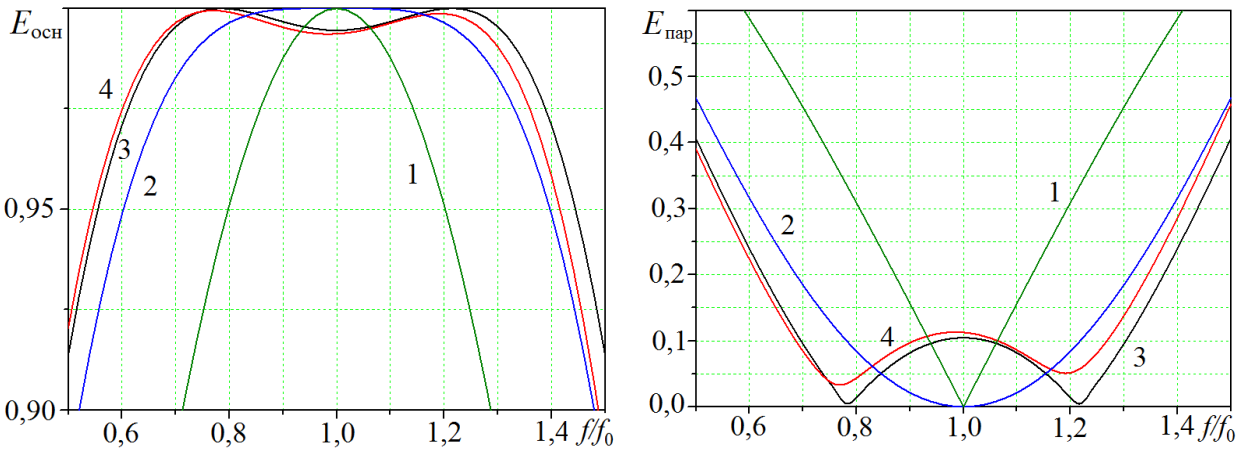


Рисунок 5.5 – Схема широсмугової півхвильової ДФС.

Ширина робочої смуги частот ДФС залежить від величини кута ψ. Було показано, що при виборі кута φ=60º робоча смуга частот такої півхвильової ДФС значно перевищує робочу смугу звичайної півхвильової ДФС. Зменшення значення цього кута призводить до подальшого розширення робочої смуги частот. Однак при цьому на центральній частоті діапазону на виході секції з'являється паразитний сигнал ортогональної поляризації.

На рис. 5.6 наведені залежності нормованих амплітуд основної складової сигналу $E_{осн}$ і паразитного $E_{пар}$ від відносної частоти f/f_0 при розвороті площини поляризації на 90º для звичайної півхвильової ДФС – крива 1 і для широкосмугової півхвильової ДФС при кутах φ=60º і φ=58º – криві 2 і 3, відповідно. Присутність паразитної складової призводить до кутової помилки повороту площини поляризації Δθ, максимальна величина якої пов'язана з кутом розвороту ψ простим виразом Δθ=180º-3φ. Таким чином, при конструюванні ОПП доводиться шукати компроміс між шириною робочої смуги частот і похибкою повороту площини поляризації.



а) б)

Рисунок 5.6 – Частотні залежності основної (а) і паразитної (б) складових сигналу на виході звичайної півхвильової ДФС (крива 1), на виході широкосмугової півхвильової ДФС для ідентичних ДЕ (Δ_{0i}=180°) і кутів розвороту: φ=60° (крива 2), φ=58º (крива 3) і для неідентичних ДЕ ($\Delta_{01}=\Delta_{03}$=185°, Δ_{02}=180°) і φ=58º (крива 4).

При виборі кута φ=60º паразитна складова сигналу на центральній частоті відсутня, досягаючи значення 0,1 (-20 дБ) на краях робочої смуги частот з коефіцієнтом перекриття $f_{max}/f_{min}\approx$ 1,5. При виборі кута φ=58º при тому ж рівні паразитної складової сигналу коефіцієнт перекриття робочих частот $f_{max}/f_{min}\approx$1,9 (рис. 5.6, б).

Слід зазначити, що при узгодженні за допомогою виступаючих пластин тефлону відбувається збільшення диференціального зсуву фаз крайніх ДЕ. Величина цього збільшення становить $\zeta = \frac{2\pi \cdot h}{\lambda} \cdot \left(\sqrt{\varepsilon_{\text{узг}\,p}} - \sqrt{\varepsilon_{\text{узг}\,s}}\right) \approx 5^{\circ}$. Частотні залежності основної і паразитної складових сигналу на виході широкосмугової ДФС в цьому випадку наведені (криві 3) на рис. 5.6, а і рис. 5.6, б. Наявність анізотропного узгоджувального шару на крайніх ДЕ призводить до незначного погіршення частотних характеристик основної і паразитної складових сигналу і до невеликого зміщення робочої смуги ДФС в область низьких частот.

Для ОПП 8 на рис. 5.4, що використовується в схемі комутатора, максимальний рівень ортогональної паразитної складової сигналу, що не вносить значної похибки в роботу еліпсометра, може досягати -20 дБ. Такий рівень паразитного сигналу на центральній частоті має місце при куті розвороту ДЕ, що утворюють ОПП, близько 58º. При цьому відносна смуга робочих частот має коефіцієнт перекриття f_{max}/f_{min}≈1,72. Зовнішній вигляд широкосмугового ОПП, виконаного на базі ПДП [98] діаметром 20 мм, на фіксований кут повороту 90° представлено на рис 5.7а.

а) б)

Рисунок 5.7 – Зовнішній вигляд широкосмугового ОПП на 90° (а) та

Для ОПП 7 на рис. 5.4, який встановлює необхідний кут площини поляризації електромагнітної хвилі, що падає на зразок, такий рівень ортогональної паразитної складової сигналу неприйнятний. При рівні ортогональної паразитної складової -20 дБ максимальна кутова помилка повороту площини поляризації Δθ становить близько 6º. Для того, щоб зберегти ширину робочої смуги та зменшити рівень паразитного сигналу, на виході широкосмугової ДФС встановлюється лінійний поляризатор у вигляді одновимірних дротяних ґраток, що обертаються навколо осі променевода з подвоєною швидкістю у порівнянні з поворотом площини анізотропії ДФС. Ґратки, виконані з вольфрамового дроту діаметром 10 мкм з кроком 40 мкм забезпечують поляризаційну розв'язку в діапазоні 0,1–0,2 ТГц близько 35 дБ.

Зовнішній вигляд прецизійного широкосмугового ОПП для повороту площини поляризації на кут від 0° до 180° представлений на рис. 5.7, б.

Експериментальні дослідження широкосмугових ОПП були проведені в частотному діапазоні 0,11–0,225 ТГЦ за допомогою панорамних вимірювачів Elmika R4402R і Elmika P2-139. Дослідження полягали у вимірюванні коефіцієнта передачі основної і паразитної ортогональної складової на його виході, при повороті площини поляризації на 90°. Результати вимірювань представлені на рис. 5.8, де крива 1 відповідає коефіцієнту передачі основної складової, крива 2 – коефіцієнту передачі паразитної складової на виході ОПП без вихідних поляризувальних ґраток, а крива 3 – коефіцієнт передачі паразитної складової на виході ОПП з додатковими поляризувальними ґратками.

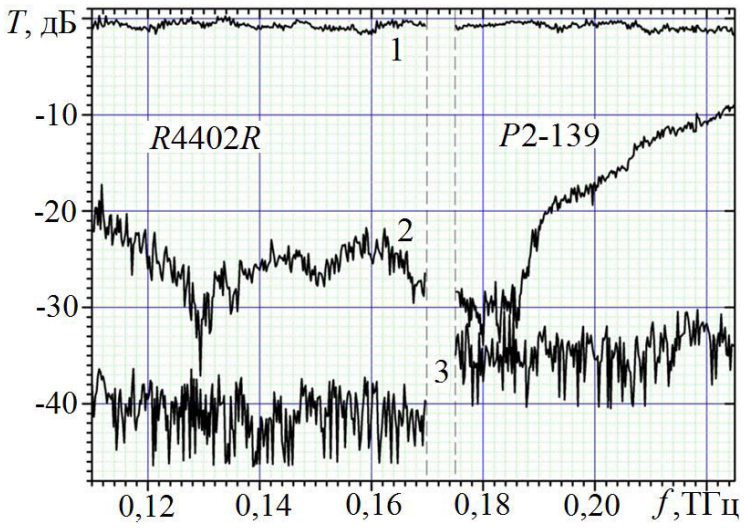


Рисунок 5.8 – Частотні залежності коефіцієнта передачі основної складової (крива 1) і коефіцієнтів передачі паразитної складової на виході ОПП без додаткових поляризувальних ґраток (крива 2) і при наявності поляризувальних ґраток (крива 3).

Загасання основної складової сигналу, що включає омічні та поляризаційні втрати в діапазоні 0,11–0,19 ТГц не перевищують 1 дБ, плавно збільшуючись до -1.5 дБ в діапазоні 0,19–0,225 ТГц. Рівень паразитної складової на виході ОПП без поляризувальних ґраток не перевищує -20 дБ в

смузі частот 0,11–0,19 ТГц. Рівень паразитної складової при наявності поляризувальних ґраток був нижче потенціалу установки (-40 дБ для R4402R і -35 дБ для Р2-139) у всьому частотному діапазоні.

5.3 Широкосмуговий поляризаційний фазообертач

В квазіоптичних трактах НВЧ широко використовуються поляризаційні фазообертачі [83], в яких півхвильова ДФС обертається в полі хвилі з круговою поляризацією між двома чвертьхвильовими секціями. Введений таким фазообертачем фазовий зсув Ф однозначно пов'язаний з кутом повороту α півхвильової фазової секції ($\Phi=2\alpha$).

В роботі [82] було запропоновано квазіоптичний аналог поляризаційного фазообертача з фазовими секціями з кристалічного кварцу (рис. 5.9). Фазообертач-прототип виконаний на основі ПДП круглого поперечного перерізу [6], в якому нормально до осі променевода встановлені диски 1, 2, 3 з кристалічного кварцу, що мають властивість двопроменезаломлення. Узгодження кварцових дисків з лінією передачі здійснювалося за допомогою чвертьхвильових шарів тефлону. На вході і виході фазообертача встановлені лінійні поляризатори 4, 5 у вигляді частоперіодних одновимірних дротяних ґраток. Товщини крайніх кварцових дисків однакові і вибрані такими, щоб на середній частоті робочого діапазону фазообертача f_0=0,89 ТГц, що генерується HCN газовим лазером [37], диференціальний зсув фаз в кожному з них становив 90º. Товщина середнього поворотного диска вибрана вдвічі більшою, щоб диференціальний зсув фаз становив 180º. Оптичні осі кристалів чвертьхвильових секцій утворюють кути ±45º з площиною поляризації вхідної хвилі.

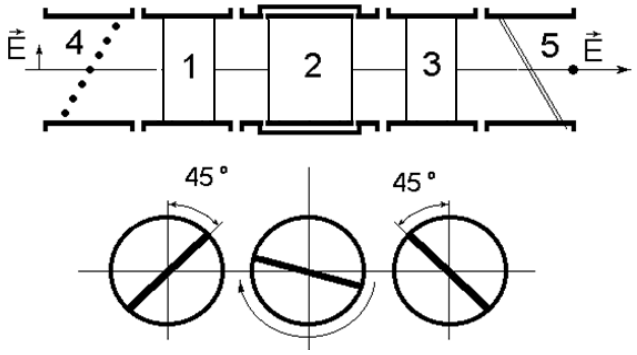


Рисунок 5.9 – Пристрій фазообертача і умовне зображення положення площин анізотропії ДФС. 1 і 3 – чвертьхвильові секції; 2 – півхвільова секція; 4 і 5 – поляризатори.

Введений таким фазообертачем фазовий зсув Ф пов'язаний із поворотом півхвильової секції співвідношенням $\Phi=2\alpha$ тільки в тому випадку, якщо всі ДФС дають номінальні диференціальні зсуви фаз. При роботі в смузі частот ці зрушення відрізняються від номінальних.

При цьому на виході i-ої ДФС, крім сигналу основної поляризації, коефіцієнт передачі якого із входу на вихід $T_{\text{осн}(i)}$, присутній сигнал паразитної ортогональної поляризації, коефіцієнт передачі якого $T_{\text{пар}(i)}$. Тоді, при вхідному коливанні $\sin(\omega t)$ одиничної амплітуди сигнал на виході фазообертача має такі складові:

- основна складова, зсунута по фазі на кут $\theta=2\psi$:

$$T_{\text{осн}_1}T_{\text{осн}_2}T_{\text{осн}_3}\sin(\omega t+\Phi);$$

- паразитная складова зсунута по фазі на кут $\theta=-2\psi$:

$$T_{\text{пар}_1}T_{\text{пар}_2}T_{\text{пар}_3}\sin(\omega t-\Phi);$$

- дві паразитні складові, які не зсунуті по фазі

$$T_{\text{пар}_1}T_{\text{пар}_2}T_{\text{осн}_3}\sin(\omega t) \text{ и } T_{\text{осн}_1}T_{\text{пар}_2}T_{\text{пар}_3}\sin(\omega t)$$

Присутність у вихідному сигналі паразитних складових призводить до похибки зсуву фази, що вводиться та поляризаційним втратам сигналу.

Для зменшення похибки та зниження рівня поляризаційних втрат у відповідності з рекомендаціями роботи [27], оптичні осі кристалів вхідної і вихідної чвертьхвильових секцій слід установлювати перпендикулярно. Відповідно, лінійні поляризатори орієнтовані також ортогонально. При цьому, складові, що не зсунуті по фазі, виявляються в протифазі і при рівності їх амплітуд повністю компенсуються.

Похибка фазообертача в цьому випадку визначається виразом:

$$\Delta\Phi = \operatorname{arctg}\left(T_{\text{пар}_1} T_{\text{осн}_2} T_{\text{пар}_3} / T_{\text{осн}_1} T_{\text{осн}_2} T_{\text{осн}_3}\right) \tag{5.1}$$

а поляризаційні втрати основної складової, зсунутої по фазі на +Ф:

$$\text{T}=20\lg\left(T_{\text{осн}_1} T_{\text{осн}_2} T_{\text{осн}_3}\right) \tag{5.2}$$

Частотні залежності поляризаційних втрат (5.2) і фазової похибки (5.1) наведеного фазообертача показані кривими 1, на рис. 5.10 і рис. 5.11.

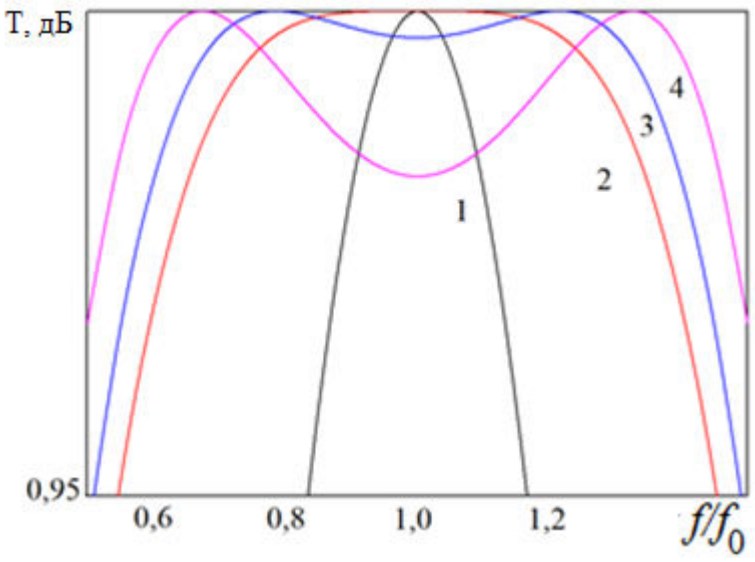


Рисунок 5.10 – Частотні залежності поляризаційних втрат основної складової.

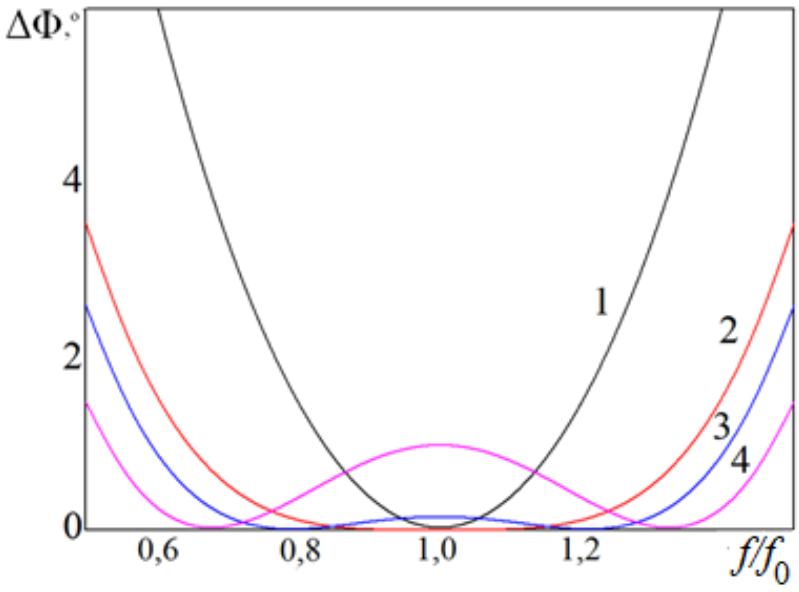
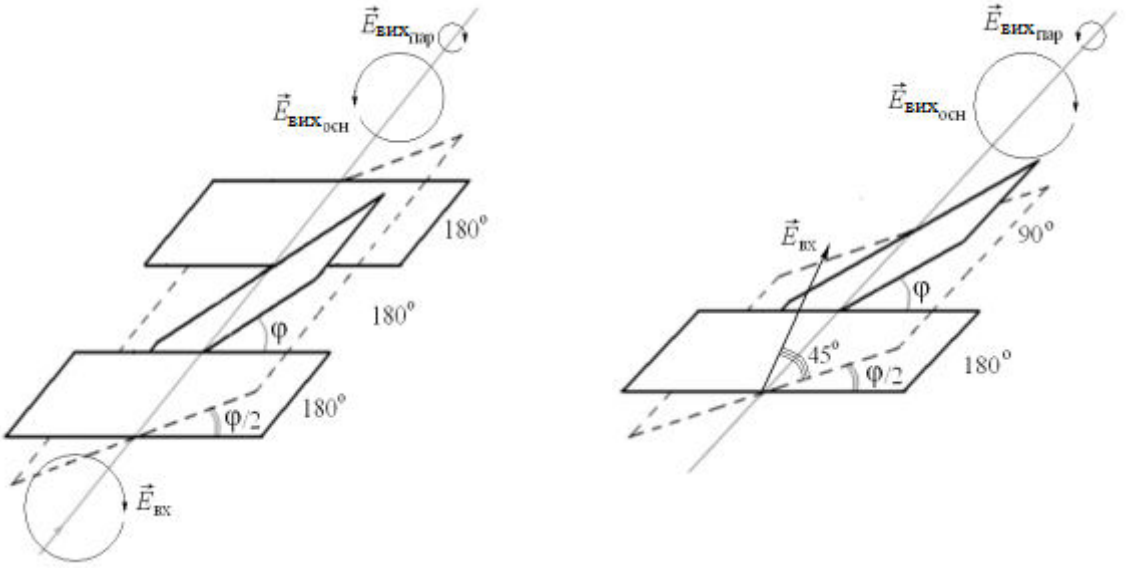


Рисунок 5.11 – Частотні залежності похибки фазообертача.

Широкосмуговість фазообертача безпосередньо залежить від широкосмуговості ДФС, що в ньому застосовуються. У розділі 4 були розглянуті широкосмугові півхвильові ДФС, що складаються з трьох 180º ДЕ. Площини анізотропії крайніх ДЕ паралельні, а площина анізотропії середнього ДЕ розгорнута на кут φ (рис. 5.12, а). Нами була запропонована широкосмугова чвертьхвильова секція, що складається з 180º і 90º ДЕ, площини анізотропії яких розгорнуті на той же кут φ (рис. 5.12, б). Площини анізотропії окремих ДЕ умовно зображені на рис. 5.12 суцільними лініями, а ефективні площини анізотропії ДФС – пунктирними лініями. В обох випадках ефективна площина анізотропії ДФС збігається з бісекторною площиною між площинами анізотропії ДЕ, що входять до її складу.



а) б)

Рисунок 5.12 – Схематичне зображення широкосмугових ДФС: а) півхвильової, б) чвертьхвильової.

У припущенні, що ДЕ не мають дихроїзму (відмінності загасання по осях анізотропії) і повністю узгоджені з квазіоптичним трактом, частотні залежності нормованих амплітуд основних і паразитних складових на виході широкосмугових ДФС можна записати у вигляді:

- нормована амплітуда основної складової на виході півхвильової секції, що працює в полі кругової поляризації:

$$T_{\text{осн}(\lambda/2)} = \frac{1}{2}\left[\left(e^{j\xi\pi}\sin\varphi - j\cos\varphi\right)^2 + e^{j\xi\pi}\left(j\sin\varphi + e^{j\xi\pi}\cos\varphi\right)^2\right] \qquad (5.3)$$

- нормована амплітуда паразитної складової на виході широкосмугової півхвильової секції, що працює в полі кругової поляризації:

$$T_{\text{пар}(\lambda/2)} = \frac{1}{2}\left[e^{j\xi\pi}\sin^2\varphi + \cos^2\varphi + e^{j\xi\pi}\left(e^{j2\xi\pi}\cos^2\varphi + \sin^2\varphi\right)\right] \qquad (5.4)$$

- нормована амплітуда основної складової на виході широкосмугової чвертьхвильової секції:

$$T_{\text{осн}(\lambda/4)} = \frac{1}{2}\left(e^{-jk\pi}\cos\frac{\varphi}{2}\left(e^{-\frac{1}{2}jk\pi}\cos\varphi + j\sin\varphi \right) - \right.$$
$$-e^{-jk\pi}\sin\frac{\varphi}{2}\left(e^{-\frac{1}{2}jk\pi}\cos\varphi + j\sin\varphi \right) + \qquad (5.5)$$
$$\left. +\cos\frac{\varphi}{2}\left(-j\cos\varphi + e^{-\frac{1}{2}jk\pi}\sin\varphi \right) + \sin\frac{\varphi}{2}\left(-j\cos\varphi + e^{-\frac{1}{2}jk\pi}\sin\varphi \right) \right),$$

- нормована амплітуда паразитної складової на виході широкосмугової чвертьхвильової секції:

$$T_{\text{пар}(\lambda/4)} = \frac{1}{2}\left(e^{-jk\pi}\cos\frac{\varphi}{2}\left(e^{-\frac{1}{2}jk\pi}\cos\varphi - j\,s\sin\varphi \right) - \right.$$
$$-e^{-jk\pi}\sin\frac{\varphi}{2}\left(e^{-\frac{1}{2}jk\pi}\cos\varphi - j\sin\varphi \right) + \qquad (5.6)$$
$$\left. +\cos\frac{\varphi}{2}\left(j\cos\varphi + e^{-\frac{1}{2}jk\pi}\sin\varphi \right) + \sin\frac{\varphi}{2}\left(j\cos\varphi + e^{-\frac{1}{2}jk\pi}\sin\varphi \right) \right),$$

де ξ – нормована частота ($\xi = f/f_0$).

У розділі 4 було показано, що при виборі кута φ=60º, робочі смуги частот таких півхвильових і чвертьхвильових ДФС значно перевищують робочі смуги звичайних ДФС. Там же було показано, що зменшення цього кута призводить до подальшого розширення робочої смуги частот. Однак на центральній частоті діапазону на виході чвертьхвильової секції з'являється паразитний сигнал, який, як випливає з (5.1), вносить основний внесок в похибку фазообертача. Залежність кута розвороту φ від допустимої похибки фазообертача $\Delta\Phi$, яка визначається виразом $\Phi = \frac{2}{3}\text{arctg}\sqrt{\text{tg}(\Delta\theta)}$, наведено на рис. 5.13.

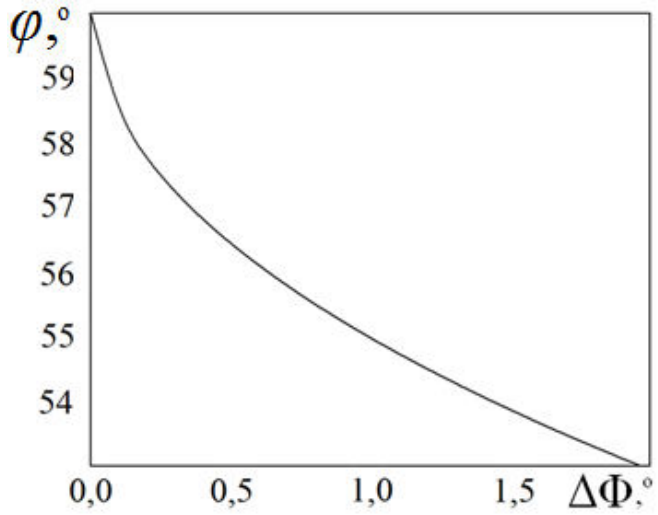


Рисунок 5.13 – Залежність кута розвороту φ від допустимої похибки ΔФ.

Частотна залежність поляризаційних втрат основної складової на виході фазообертача при використанні в ньому широкосмугових ДФС визначається виразом (5.2) з урахуванням співвідношень (5.3) і (5.5), а частотна залежність фазової похибки фазообертача – виразом (5.1) при з урахуванням співвідношень (5.3) і (5.4).

Частотні залежності поляризаційних втрат основної складової на виході фазообертача для кутів розвороту ДЕ φ=60º; 58º; 55º наведені на рис. 5.10 (криві 2, 3, 4). Частотні залежності фазової похибки фазообертача для тих же кутів розвороту наведені на рис. 5.11 (криві 2, 3, 4).

З наведених залежностей видно, що при допустимій похибці фазообертача ~1º і поляризаційних втратах ~0,15 дБ, коефіцієнт перекриття робочої смуги частот (f_{max}/f_{min}) розглянутого широкосмугового фазообертача при φ=55º становить ~3 проти ~1,3 для звичайного фазообертача. Однак в такій широкій смузі частот дуже важко забезпечити узгодження ДФС з трактом. Оскільки виходи джерел електромагнітного випромінювання і детектори зазвичай виконуються на променеводах нормального перетину, то досить забезпечити роботу фазообертача в їх робочій смузі частот, коефіцієнт перекриття по частоті яких становить ~1,5. Обмеження робочої смуги не тільки полегшує завдання виконання узгодження, але і дозволяє знизити похибку і поляризаційні втрати фазообертача. У такій смузі частот

кут φ доцільно вибирати в інтервалі 58º–60º. При цьому похибка фазообертача не перевищує 0,2º при практично повній відсутності поляризаційних втрат 0,02 дБ.

Експериментальне дослідження фазообертача, який виконано на основі ПДП діаметром 20 мм було проведено в діапазоні частот f=0,11–0,225 ТГц за допомогою панорамного векторного аналізатора Elmika R4402R і панорамного вимірювача Elmika P2-139, які сполучалися з квазіоптичним трактом за допомогою ХПП. Експериментальне дослідження фазообертача полягає у вимірі амплітуди і фази хвилі, що пройшла, в смузі частот при введенні на шкалі фазообертача зсуву фази в 45º. При введенні такого зсуву фази сигнали основної і паразитної складової на виході фазообертача зсунуті по фазі на 90º, при цьому похибка фазообертача максимальна.

Півхвильові і чвертьхвильові широкосмугові ДФС складаються з ДЕ, параметри яких наведені в підрозділі 5.1 цієї роботи (рис. 5.3). Погоджуючі шари у вигляді виступаючих над поверхнею двопременезаломлюючої структури пластин тефлону мають тільки зовнішні сторони 180º ДЕ, що утворюють вхідну та вихідну чвертьхвильову ДФС. Між чвертьхвильовими ДФС і півхвільовою ДФС, що обертається розміщені тонкі (0,2 мм) плівки з капролону (ε_2=3, $\mathrm{tg}\delta_2 \approx 1.5 \cdot 10^{-4}$), показник заломлення якого дорівнює середньому показнику заломлення ДЕ. Наявність плівки забезпечує ковзання між чвертьхвильовими і півхвильовою ДФС без порушення узгодження. Зовнішній вигляд фазообертача наведено на рис. 5.14.

Рисунок 5.14 – Зовнішній вигляд фазообертача.

Векторний аналізатор Elmika R4402R дозволяє безпосередньо вимірювати амплітуду та фазу сигналу, що пройшов. Результати експерименту за допомогою R4402R показані в лівій частині рис. 5.15.

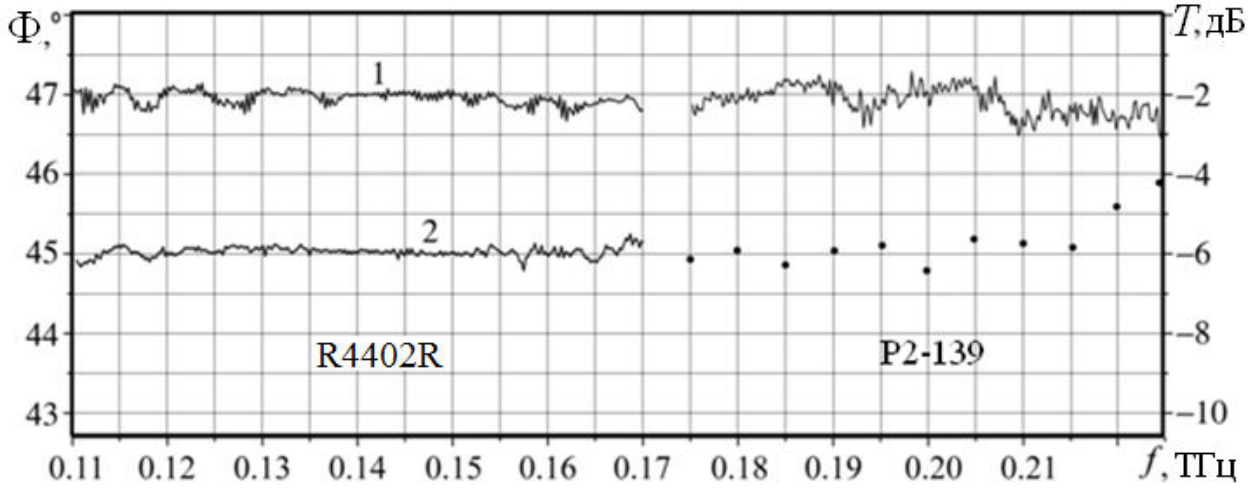


Рисунок 5.15 – Частотні залежності коефіцієнта передачі фазообертача (1) і зсуву фази в 45º, що вводиться ним (2).

Панорамний вимірювач Elmika P2-139 безпосередньо не вимірює фазу сигналу, що вводиться фазообертачем. Для її вимірювання в схемі квазіоптичного інтерферометра Майкельсона (рис. 5.16) на дискретних частотах зіставлялися фазові зсуви, що вводяться фазообертачем 6 і зразковим відбивачем 9, що представляє собою рухоме дзеркало з каліброваним мікрометричним відліком переміщення. Включенням відрізка променевода 5 зрівнюються ослаблення в плечах інтерферометра для отримання гострого компенсаційного мінімуму сигналу в детекторі 10. Результати вимірювань наведені в правій частині малюнка 5.15.

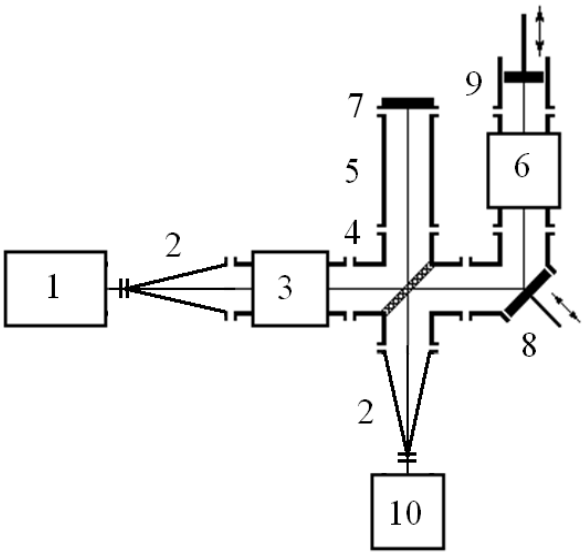


Рисунок 5.16 – Схема вимірювальної установки: 1 – Панорамний вимірювач Р2-139; 2 – ХПП, 3 – атенюатор; 4 – дільник променя; 5 – відрізок променевода; 6 – поляризаційний фазообертач; 7 – відбивач; 8 – фазообертач; 9 – зразковий відбивач; 10 – детектор.

Середнє загасання фазообертача, обумовлене в основному омічними втратами в ДЕ, становить близько 2 дБ при нерівномірності, обумовленій перевідбиваннями, ± 0,5 дБ. Нерівномірність (похибка) зсуву фази, що вводиться, склала ± 0,3º.

Висновки по розділу 5

Проведені дослідження квазіоптичних широкосмугових поляризаційних пристроїв дозволяють зробити наступні висновки.

1. Обґрунтовано вибір двопроменезаломлючої структури для довгохвильової частини ТГц діапазону. Структура являє собою набір пластин слюди і тефлону, що чергуються, з коефіцієнтом заповнення тефлоном F=0,25 і відносним періодом 0,2. Узгодження структури з квазіоптичним трактом здійснюється за допомогою виступаючих над її поверхнею на висоту $h = \lambda_0 / 4\sqrt{\varepsilon_{\text{узгср}}} = 0{,}38$ мм пластин тефлону.

2. Розроблено та реалізовано широкосмуговий ОПП, що працює в смузі частот 0,11–0,225 ТГц, що дорівнює сумарній девіації частот панорамних вимірювачів Elmika R4402R (0,11–0,17 ТГЦ) і Elmika P2-139 (0,1–0,225 ТГц). Дані, отримані в результаті досліджень, дозволяють зробити висновок про можливість використання розробленого ОПП в еліпсометричних схемах.

3. Розроблено та реалізовано макет фазообертача, що працює в діапазоні 0,11–0,17 ТГц. Показано, що застосування широкосмугових ДФС дозволяє значно розширити робочу смугу роботи фазообертача при зменшенні його фазової похибки. В результаті проведених експериментальних досліджень макета було показано принципову можливість використання широкосмугового фазообертача в квазіоптичних радіовимірювальних схемах.

ВИСНОВКИ

У дисертації представлено розв’язання актуальної задачі радіофізики, пов'язаної з встановленням фізичних закономірностей і особливостей взаємодії електромагнітних хвиль з квазіоптичними поляризаційними перетворювачами на основі штучних структур з подвійним променезаломленням в ТГц діапазоні частот. Задача розв’язання на підставі теоретичних і експериментальних досліджень фізичних процесів в квазіоптичних лініях передачі класу «порожнистий діелектричний хвилевід», до складу яких включені анізотропні структури. Практичне значення отриманих результатів полягає в розробці науково-технічної основи для створення квазіоптичних перетворювачів поляризації в ТГц діапазоні частот, які знайдуть застосування при вивченні фізичних процесів взаємодії електромагнітних хвиль з електродинамічними структурами, матеріалами та середовищами.

Основні результати дисертаційної роботи полягають в наступному:

1. Методом інтегральних функціоналів в частотній області для багатомодової задачі розсіювання розраховані залежності показників подвійного променезаломлення від частоти для запропонованих структур полістирол–повітря і слюда–лавсан. Виявлено, що при æ <0,2 розрахунок таких структур може бути проведений за аналітичними виразами. Встановлено, що вищі дифракційні гармоніки будуть по-різному впливати на коефіцієнт передачі через структуру з подвійним променезаломленням в залежності від поляризації падаючої хвилі. Показано, що при наявності відбиття на межі розподілу середовищ залежність диференціального зсуву фаз $\Delta\varphi$ від h носить коливальний характер.

2. Вперше в ТГц діапазоні частот розроблені способи узгодження структур з властивістю подвійного променезаломлення форми за допомогою елементів самих структур. У першому способі узгодження здійснюється за допомогою виступання за поверхню структури пластин одного із діелектриків з

поперечними пазами («ізотропне» узгодження). У другому способі узгодження здійснюється за допомогою виступання за поверхню структури пластин діелектрика з меншим показником діелектричної проникності без поперечних пазів («анізотропне» узгодження). Цей спосіб узгодження впливає на величину диференціального зсуву фаз, який створюється структурою. Експериментально для структури лавсан-тефлон на частоті f_0=0,17 ТГц при «ізотропному» способі узгодження отримано значення коефіцієнта відбиття $R_0 \leq 0{,}03$, а при «анізотропному» способі узгодження – $R_0 \approx 0{,}025$ для хвиль, поляризованих як паралельно, так і перпендикулярно пластинам. Основною перевагою «анізотропного» способу узгодження у порівнянні з «ізотропним» є можливість його використання в більш короткохвильовій частині ТГц діапазону.

3. Вперше досліджено чвертьхвильові та півхвильові ДФС, що складаються з декількох ДЕ. Для реалізації перестроювальної чвертьхвильової ДФС досить двох однакових ДЕ, кожен з яких в діапазоні перестроювання створює диференціальний зсув фаз від 45º до 135º. Налаштування секцій здійснюється розворотом осі анізотропії одного з ДЕ відносно іншого на кут від 0º до 45º. Півхвильова перестрювальна ДФС може складатися з трьох однакових ДЕ, кожен з яких в діапазоні перестроювання створює диференціальний зсув фаз від 60º до 300º. Налаштування ДФС здійснюється розворотом осі анізотропії середнього ДЕ відносно крайніх на кут від 0º до 60º.

4. Вперше було реалізовано широкосмугові чвертьхвильові та півхвильові ДФС. Широкосмугова чвертьхвильова ДФС складається з двох ДЕ, що не перестроюються, які створюють на центральній частоті діапазону диференціальні зсуви фаз 90º та 180º і повернутих на кут 58º–60º. Причому 180º ДЕ розташовується з боку падіння лінійно-поляризованої хвилі. Широкосмугова півхвильова ДФС складається з трьох однакових ДЕ, що не перестроюється, кожен з яких створює на центральній частоті діапазону диференціальні зсуви фаз 180º, а вісь анізотропії середнього ДЕ повернута на

кут 58º–60º відносно осей анізотропії крайніх. Ширина робочої смуги таких ДФС в кілька разів перевищує ширину робочої смуги окремого ДЕ.

5. Вперше запропоновано та реалізовано широкосмуговий обертач площини поляризації, що працює в діапазоні частот 0,11–0,225 ТГц. Як структура з подвійним променезаломленням для довгохвильової частини терагерцового діапазону використовується набір пластин слюди і тефлону з коефіцієнтом заповнення тефлоном F=0,25 і відносним періодом 0,2. Дані, що отримані в результаті досліджень, дозволяють зробити висновок про можливість використання розробленого ОПП у еліпсометричних схемах.

6. Вперше розроблено та реалізовано макет поляризаційного фазообертача, що працює в діапазоні 0,11–0,17 ТГц. Показано, що застосування широкосмугових диференціальних фазових секцій дозволяє значно розширити робочу смугу роботи фазообертача при зменшенні його фазової похибки. В результаті проведених експериментальних досліджень макета показана принципова можливість використання широкосмугового фазообертача в квазіоптичних радіовимірювальних схемах.

***

На закінчення автор вважає своїм приємним обов'язком висловити подяку своєму науковому керівнику д.ф.-м.н. Кузьмичову І. К. за постійний інтерес до роботи і велику допомогу на всіх етапах її виконання.

Автор щиро вдячний н. с. Безбородову В. І., чию підтримку я завжди відчував за неоціненну допомогу при підготовці дисертації і корисні поради на етапах постановки теоретичних завдань, проведення експериментальних досліджень та аналізі отриманих результатів. Також автор висловлює свою вдячність м. н. с. Нестерову П. К. за допомогу при проведенні експериментальних досліджень та Ячину В. В. за допомогу при проведенні теоретичних досліджень на останніх етапах роботи над дисертацією, а також всім співробітникам відділу квазіоптики ІРЕ НАН України.

СПИСОК ВИКОРИСТАНИХ ДЖЕРЕЛ

1. Еру И.И. Терагерцная техника и технология: современное состояние, тенденции развития и перспективы практического применения / Зарубежная радиоэлектроника. Успехи современной радиоэлектроники, 1997, – №3. – С.51–77.
2. Электроника и радиофизика миллиметровых и субмиллиметровых радиоволн / Под ред. А.Я. Усикова, Э.А. Канера, И.Д. Трутня и др.– Киев: Наукова думка, 1986. – 368с.
3. Костенко А.А. Квазиоптика: исторические предпосылки и современные тенденции развития / Радиофизика и радиоастрономия, 2000. – т.5, №3.– С. 221–246.
4. Безбородов В.И. Квазиоптическая и волноводная радиоизмерительная аппаратура миллиметрового и субмиллиметрового диапазонов волн / Безбородов В.И., Каменев Ю.Е., Киселев В.К. [и др.] // Тез. межд. симп. "Физика и техника миллиметровых и субмиллиметровых волн" – Харьков, ИРЭ НАН Украины, 1994.–Т.6.– С.635–637.
5. Кулешов Е.М. Квазиоптические радиоизмерительные устройства мм и смм волн / Кулешов Е.М., Яновский М.С., Литвинов Д.Д. [и др.] Материалы Всесоюзного симпозиума по распространению ММ и СММ радиоволн в атмосфере Земли и планет. – Горький. – 1974. – С. 134–136.
6. А.Н. Ахиезер. Диэлектрический лучевод субмиллиметрового диапазона волн: А.с. 302054 СССР, МКИ Н 01 Р 3/00 / А.Н. Ахиезер, А.И. Горошко, Б.Н. Князьков [и др.] (СССР). – №1380503/26–9; Заявл. 28.11.69; Опубл. 1972, Бюл. №8. – 2с.
7. Горошко А.И. Исследование полого диэлектрического лучевода миллиметрового и субмиллиметрового диапазонов волн // Горошко А.И., Кулешов Е.М. Радиотехника: Сб. научн. тр.–Харьков: ХГУ, 1972. – Вып. 21. – С. 215–219.

8. Казанцев Ю.Н. Электромагнитные волны в диэлектрических каналах прямоугольного сечения / Казанцев Ю.Н. Радиотехника и электроника, 1970. – Т.15, №6. – С. 1140–1145.
9. Казанцев Ю.Н. Прямоугольные волноводы класса «полый диэлектрический канал» / Казанцев Ю.Н., Харлашкин О.А. Радиотехника и электроника, 1978. – Т.23, №10. – С. 2060–2066.
10. Каменев Ю.Е. Элементная база квазиоптических радиоизмерительных приборов КВЧ диапазона / Каменев Ю.Е., Киселев В.К., Князьков Б.Н. [и др.] // Тез. докл. межвед. н–т конф. "Состояние и тенденция развития контрольно–измерительного оборудования КВЧ диапазона". – Саратов, 1989. – С. 53–54.
11. Безбородов В.И. Квазиоптическая аппаратура для субмиллиметровой диагностики плазмы / Безбородов В.И., Каменев Ю.Е., Киселев В.К., Князьков Б.Н [и др.] // Тез. докл. I Украинского симпозиума "Физика и техника миллиметровых и субмиллиметровых радиоволн". –Ч. 2. – Харьков: ИРЭ АН УССР, 1991. – С. 7–8.
12. Безбородов В.И. Радиоизмерительные приборы и устройства на основе металло–диэлектрического волновода / Безбородов В.И., Киселев В.К., Князьков Б.Н. [и др.] // Тез. докл. межвед. н–т конф. «Приборы, техника и распространение миллиметровых и субмиллиметровых волн». – Харьков: ХГУ, 1992. – С. 88.
13. Безбородов В.И., Квазиоптическая радиоизмерительная аппаратура коротковолнового миллиметрового и субмиллиметрового диапазонов волн / Безбородов В.И., Киселев В.К., Князьков Б.Н. [и др.] // Труды Междунар. н–т конф. «Актуальные проблемы электронного приборостроения» (АПЭП–92). –Том 1. – Ч.1. – Новосибирск, 1992. – С. 49–53.
14. Безбородов В.И. Квазиоптические радиоизмерительные приборы и устройства миллиметровых и субмиллиметровых волн на основе металлодиэлектрического волновода квадратного сечения / Безбородов

В.И., Киселев В.К., Князьков Б.Н. [и др.] // Материалы 7–й Междунар. Крымской конф. «СВЧ–техника и телекоммуникационные технологии» (КрыМиКо’97). – Том 2. – Севастополь, 1997. – С. 630–631.

15. Ирисова Н.А. Метрика субмиллиметровых волн / Ирисова Н.А. Вестник АН СССР. 1968. – №9. – С.63–71.
16. Безбородов В. И. Дифференциальные фазовые секции на основе двулучепреломления формы в терагерцевом диапазоне частот / Безбородов В. И., Косяк О. С. [и др.]; Радиофизика и электроника. 2014. – Т. 5(19), № 3. – С. 92–97.
17. Безбородов В. И. Согласование структур с двулучепреломлением формы со свободным пространством в терагерцевом диапазоне частот. Безбородов В. И., Косяк О. С., Кулешов Е. М., Ячин В. В. – Радиофизика и электроника. 2015. – Т. 6(20), № 2. – С. 83–89.
18. Косяк О. С. Перестраиваемые и широкополосные дифференциальные фазовые секции в терагерцевом диапазоне частот / Косяк О. С., Безбородов В. И., Кулешов Е. М., Нестеров П. К. – Радиофизика и радиоастрономия. 2016. – Т. 21, № 4. – С. 318–329.
19. Косяк О.С. Вращатель плоскости поляризации для широкополосного эллипсометра терагерцевого диапазона / Косяк О. С., Безбородов В. И., Кузьмичев И.К. – Радиофизика и Радиоастрономия. – Харьков: Радиоастрономический институт НАНУ. 2017. – Т. 22, №1. – С. 78–85.
20. Kosiak O.S. Wideband Quasi–Optical Polarization Phase Shifter Operating in the THz Frequency Range / Kosiak O.S., Bezborodov V.I., Nesterov P.K. – Telecommunications and Radio Engineering. 2017. – Vol.76, No 3. – P. 227–236.
21. Kosiak O.S. Differential Phase Sections Based on Form Birefringence Effect Operating in theTerahertz Frequency Range / V.I. Bezborodov, O.S. Kosiak, Ye.M. Kuleshov, V.V. Yachin // Proceedings of the 20th International Conference on Microwaves, Radar and Wireless Communications (MIKON–2014), Gdańsk, Poland, 2014. – Vol.1,**ISBN :** 978–83–931525–2–0.

22. Kosiak O.S. Variable and Broadband Differential Phase Sections in the THz Frequency Range / O.S. Kosiak, V.I. Bezborodov, Ye.M. Kuleshov // Proceedings of the 21th International Conference on Microwaves, Radar and Wireless Communications (MIKON–2016), Krakow, Poland, 2016; **ISBN:** 978–1–5090–2214–4
23. Казанцев Ю.Н. Электродинамика широких газово–диэлектрических и металло–диэлектрических волноводов / Казанцев Ю.Н. Диссертация на соискание ученой степени доктора физ.–мат. наук. – М., 1973.– 343с.
24. Marcatili E.A. Dielectric rectangular waveguide and directional coupler for integral optics / Marcatili E.A. BSTJ. 1969. – Vol.47. – P. 2071–2102.
25. Козарь А. И. Электромагнитные явления в резонансных сложных пространственных системах малых магнитодиэлектрических сфер / дис. д-ра физ.-мат. наук : 01.04.03 / Козарь А. И.; ХНУРЭ. – Х., 2010. – 383 с.
26. Kosiak O. S. Wideband Quasi optical Polarization Phase Shifter Operating in the THz Frequency Range / Kosiak O. S., Bezborodov V. I., Nesterov P.K. // Proc. of the first Ukraine Conference on Electrical and Computer Engineering (Ukrcon–2017), Kyiv, Ukraine, 2017; **ISBN:** 978–966–304–207–7.
27. Яновский М. С. О возможности уменьшения спектральных искажений и расширении диапазона непрерывных волноводных фазовращателей / Яновский М.С., Князьков Б.Н. Радиотехника, 1966, – 21, №7, С.69–71.
28. Мелехин В. Н. Диэлектрические трубы как волноводы с малыми потерями / Мелехин В. Н., Маненков А.Б. – ЖТФ. 1968. –Т. 38, №12. – С. 2113 – 2115.
29. Казанцев Ю. Н. Электродинамика широких газово–диэлектрических и металло–диэлектрических волноводов / Казанцев Ю.Н. Диссертация на соискание ученой степени доктора физ.–мат. наук. – М., 1973. – 343 с.
30. Казанцев Ю. Н. Полый диэлектрический световод с газовым наполнением / Казанцев Ю. Н. Радиотехника и электроника. 1967. – Т.12, №6. – С. 1107.

31. Казанцев Ю. Н. Собственные типы волн в газово–диэлектрических световодах (волноводах) // Радиотехника и электроника. 1968.– Т.13, №7.– С.1227–1231.
32. Казанцев Ю. Н. Затухание электромагнитных волн в газово–диэлектрическом волноводе // Радиотехника и электроника. 1969.– Т.14, №7.– 1165 с.
33. Казанцев Ю. Н. Круглые волноводы класса «полый диэлектрический канал» / Казанцев Ю. Н., Харлашкин О. А. Радиотехника и электроника. 1984. – Т.29, №8. – С.1441–1450.
34. Казанцев Ю.Н. Широкие волноводы прямоугольного сечения с малыми потерями / Казанцев Ю. Н., Харлашкин О. А. // Радиотехника и электроника. 1971.– Т.16, №6.– С.1063–1065.
35. Carlin J.W. A relation for the loss characteristics of circular electric and magnetic modes in dielectric lined waveguide // Bell System Tech. J. 1971.– Vol.50, No.5.– P.1639–1644.
36. Казанцев Ю.Н. Затухание собственных волн в широком волноводе с диэлектрическим покрытием конечной толщины // Радиотехника и электроника. 1970.– Т.15, №1.– С.207.
37. Dachov N.F. A Far–Infrared Gas Discharge Laser / Dachov N.F. [et al.] // Proc. Fourth Int. Symp. «Physics and Engineering of Millimeter and Submillimeter waves», 2001, 2, pp. 583–585.
38. Carlin J.W. Low–loss modes in dielectric lined waveguide / Carlin J.W., D'Agostino P. Bell System Tech. J. 1971. – Vol.50, No.5. – P.1631–1639.
39. Snitzer E. Cylindrical Dielectric Waveguide Modes / Snitzer E. J. Opt. Soc. Am. 1961. – Vol.51, No.5. – P.491–498.
40. Dragone C. High–frequency behavior of waveguides with finite surface impedances / Dragone C. Bell System Tech. J. 1981. – Vol.60, No.1. – P. 89 – 115.

41. Dragone C. Attenuation and radiation characteristics of the HE_{11}–mode / Dragone C. // IEEE Trans. Microwave Theory Tech. 1980.– Vol.MTT – 28, No. 7. – P. 704–710.
42. Hertz H. Ueber strahlen elektrischer kraft / Hertz H. Ann. Phys. Chem. Leipzig. 1889. – Bd. 36, – P. 769–783.
43. Вайнштейн Л. А. К электродинамической теории решеток / Вайнштейн Л. А. Электроника больших мощностей. 1963. – №2. – С. 26–74.
44. Шестопалов В. П. Резонансное рассеяние волн. Дифракционные решетки / Шестопалов В. П. , Кириленко А. А. [и др.]. Т.1 К.: Наукова думка, 1986. – 232 с.
45. Киселев В.К. Методика расчета решеточных поляризационных РОЗДІЛителей для квазиоптических поляриметров / Киселев В.К., Кушта Т.М., Литвинов Д.Д. –Изв. вузов. Радиоэлектроника, 1987, № 5, – С. 28–32.
46. Агранович В. Н. Кристаллооптика с учетом пространственной дисперсии и теория экситонов / Агранович В. Н., Гинзбург В. Л. – М.: Наука. 1965.
47. Lamb H. On group velocity / Lamb H. Proc. London Math. Soc., Ser. 2 1, 1904, – P. 473–479.
48. Мандельштам Л.И. Лекции, прочитанные26 февраля1940 г. и 5 мая 1944 г. // Полное собрание трудов. Т. 5. М.: Издательство трудов АН СССР, 1950.
49. Agranovich V.M. Spatial dispersion and negative refraction of light / Agranovich V.M. Gartstein Yu.N. Phys. Usp. 49, 2006. – P. 1029–1044.
50. Veselago V.G. Electrodynamics of substances with simultaneously negative electrical and magnetic permeabilities / Veselago V.G. Sov. Phys. Usp. 10, 1968. – P. 509–514.
51. Лагарькова А.Н. Электрофизические свойства перколяционных систем / Под редакцией Лагарькова А.Н.// М.: ИВТАН. 1990. – С. 118.

52. Semenenko V.N. Microwave Magnetic Properties of Bi–Helix Media in Dependence on Helix Pitch / Semenenko V.N., Chistyaev V.A. Ryabov D.E. // Proceeding of the «Bianisotropics 98» 7-th International Conference on Complex Media. Braunschweig. Germany. June 3–6. 1998. – P. 313–316.
53. Ландау Л. Д. Электродинамика сплошных сред / Ландау Л. Д., Лифшиц Е.М., Питаевский Л.П., М.: Физматлит. 2001.
54. Semenenko V. N. Proc. Of the 7th Int. Crimean Conf. “Microwave and Telecommunication Technology” / Semenenko V. N., Chistyaev V. A., Ryabov D.E. //, Sept. 15–18, Crimea, Ukraine, 1997. – P. 113.
55. Lagarkov A. N. J. Magn. Magn. Mater. / Lagarkov A. N., Semenenko V. N., Kisel V. N. Chistyaev V. A. Vol. 238–239, 2003. –P. 161
56. Хардиков В. В. Резонансные свойства диэлектрического метаслоя / Хардиков В. В., Просвирнин С. Л., Безбородов В. И. Радиофизика и радиоастрономия. 2016. – Т. 21, № 1. – С. 65–76.
57. Brown J. The Properties of Artificial Dielectrics at Centimetre Wavelength / Brown J., Jackson W. : Proc. I.E.E., 1955, – 102, pt III, – P. 11.
58. Mikaelyan A.L. Methods for Calculating the Dielectric and Vagnetic Permeabilities of Artificial Media / Mikaelyan A.L. Radioteknika, 1955, 10, – P. 23
59. Brown J. Microwave Jenses / Brown J. Methuen, London, 1953.
60. Chatterjee S.K. Investigations on Artificial Dielectrics at Microwave Frequencies: Part I / Chatterjee S. K., Rao B. V. J. Indian Inst. Sci., 1955, – 37 B, – 304 p
61. Fortet R. Propagation in an Artificial Dielectric / Fortet R. Ann. Telecomm., 1953, – 361 p.
62. Rao B.V. Investigations on Artificial Dielectric at Microwave Frequencies: Part II / Rao B.V. J. Indian Inst. Sci. 1959, – 41B, – 306 p.
63. Born M. Principles of Optics / M. Born, E. Wolf. Pergamon Press, 1965.
64. Collin R.E. A Simple Artificial Anisotropic Dielectric Medium / Collin R.E. Trans. I.R.E., 1958, MTT–6, – 206 p.

65. Collin R.E. Properties of Slotted Dielectric Interfaces / Collin R.E. Trans. I.R.E., 1959, AP–7, –P. 62
66. Collin R.E. Scattering by an Infinite Array of Thin Dielectric Sheets / Collin R.E. Trans. I.R.E., 1960, AP–8, –P. 62.
67. Rytov S. M. Electromagnetic Properties of a Medium comprising Thin Layers / Rytov S. M. Zh. Eksper. Teor. Fiz. 1955, – 29. – P. 605.
68. Yachin V.V. Method of integral functionals for electromagnetic wave scattering from a double–periodic magnetodielectric layers / V. Yachin, K. Yasumoto // J. Opt. Soc. Am. A. 2007. – 24, № 11. – P. 3606–3618.
69. Yachin V.V. Substantiation of the field functional method as applied to scattering by a doubly periodic magnetodielectric structure / Yachin V.V. Computational Mathematics and Mathematical Physics. 2006. – 46, № 91. – P. 1668–1673.
70. Киселев В.К. Использование матриц рассеяния для анализа поляризационных устройств с многократными переотражениями / Киселев В.К., Литвинов Д.Д. // Изв. вузов. –Радиоэлектроника. 1974. – Т.17, №8. – С. 24–32.
71. Шерклифф У. Поляризованный свет / Шерклифф У. – М.: Мир, 1965. – 264 с.
72. Силаев М.А. Приложение матриц и графов к анализу СВЧ устройств / Силаев М.А., Брянцев С.Ф. – М.: Сов. радио, 1970. – 248с.
73. Киселев В.К. Исследование методов создания и разработка автоматических квазиоптических измерителей модуля коэффициента отражения: дисс. канд. тех. наук. / Киселев В.К. – Севастополь, 1982.– 214с.
74. Riegle D.E. Matrix Signal Flow Graphs and on Optimum Topological Method for Evaluating Their Gains / Riegle D.E., LinP.M. // IEEETr, 1972.– Vol. CT–19, № 5. – P.427–435.

75. Онищук А.Г. Применение ориентированных графов к анализу многополюсных цепей / Онищук А.Г., Воропаев Ю.П. // Изв. вузов. –Радиоэлектроника, 1976. – Т.19, № 9. –С. 50–53.
76. Кулешов Е.М. Топологический метод анализа поляризационных цепей / Кулешов Е.М. Харьков, 1977. – 55с. (Препр. №87/ Изд. ИРЭ АН УССР).
77. Лебедев И.В. Техника и приборы сверхвысоких частот / Лебедев И.В. – М. –Л.: Госэнергоиздат, 1961.– т. 1. – 512 с.
78. Валитов Р.А. Измерения на миллиметровых и субмиллиметровых волнах. Методы и техника / Валитов Р.А., Дюбко С.Ф., Фисун А.И. [и др]. / Под ред. Р.А. Валитова и Б.И. Макаренко. – М.: Радиосвязь, 1984. – 295с.
79. Харвэй А.Ф., Техника сверхвысоких частот. / Харвэй А.Ф. // Под ред. В.И. Сушкевича. – М.: Советское радио, 1965. –т. 1. – 784 с.
80. Kosiak O.S. Differential Phase Sections Based on Form Birefringence in the Terahertz Frequency Range / O.S. Kosiak, V.I. Bezborodov, Ye. M. Kuleshov, V.V. Yachin // 14thKharkiv Young Scientists Conference on Radiophysics, Electronics, Photonics and Biophysics, October14–17, 2014 / A. YA. Usikov IRE NASU (Kharkov, Ukraine).
81. Kosiak O.S. Matching the Differential Phase Sections Based On Form Birefringence Effect with Free Space in the Terahertz Frequency Range / O.S. Kosiak, V.I. Bezborodov, Ye. M. Kuleshov, V.V. Yachin // International Young Scientists Forum on Applied Physics, September 29 – October 2, 2015 / Dnipropetrovsk, Ukraine.
82. Безбородов В.И. Квазиоптический позяризационный фазообертач терагерцевого диапазона частот с фазовыми секциями из кристаллического кварца / В.И.Безбородов, В.К.Киселев, Е.М.Кулешов, М.С.Яновский // Изв. вузов. Радиоэлектроника, 1999. – 42, № 10. – С. 55–61.
83. Fox A. G. An adjustable waveguide phasechanger / Fox A. G. PIRE, 1947, 35, № 12, – P. 1489–1498.

84. Надежкин Ю.М. Создание промышленного комплекта квазиоптических радиоизмерительных устройств БММ и СММ волн / Надежкин Ю. М., Лисицын В. С., Кулешов Е. М., Киселев. В. К. // Тез. докл. IIмежвед. н–т конф. «Контроль и диагностика общей техники». – Ч. 1. – Москва, 1989. – С. 147–149.
85. Безбородов В.И. Квазиоптические устройства приемо–передающих трактов / Безбородов В.И., Киселев В.К., Князьков Б.Н. [и др.] // Материалы 3–й Крымской конф. «СВЧ–техника и спутниковый прием». – Том 6. –Севастополь, 1993. – С. 731–733.
86. Bezborodov V.I. Quasi–Optical Arrangements of Transceiving Circuits of Millimeter and Submillimeter Waves / Bezborodov V.I., Kiselyev V.K. [et al.] // Proc. International Symp. «Physics and Engineering of Millimeter and Submillimeter Waves». – Vol. 3. – Kharkov, 1994. – P. 476–478.
87. Bezborodov V.I., Kamenev Y.E., Kiselyev V.K. Quasi-Optical and Waveguiding Radio-Measuring Devices of Millimeter and Submillimeter Wave Ranges / Bezborodov V.I., Kamenev Y.E., Kiselyev V.K. [et al.] // Proc. International Symp. «Physics and Engineering of Millimeter and Submillimeter Waves». – Vol. 3. – Kharkov, 1994.– P. 643–645.
88. Безбородов В. И. Квазиоптические устройства приемо-преобразовательных модулей / Безбородов В.И., Киселев В.К., Князьков Б.Н. [и др.] // Труды научно-техн. конф. «Техника и физика электронных систем и устройств». – Ч.2. – Сумы, 1995. – С. 190.
89. Bezborodov V.I. Quasi–Optical Arrangements of Transceiving Circuits of the Submillimeter Wave Range / Bezborodov V.I., Kiselyev V.K., Knyaz'kov B.N. [et al.] // Proc. Asia–Pacific Microwave Conference (APMC'95). – Vol. II. – Taejon (Korea), 1995. –P. 930–932.
90. Bezborodov V.I. Quasi–Optical Arrangements of Receiving–and–Converting Modules for the Submillimeter Wave Band / Bezborodov V.I., Kiselyev V.K., Knyaz'kov B.N. [et al.] // Proc. 20th International Conf. on Infrared and

Millimeter Waves.– Lake Buena Vista, Orlando, Florida (USA), 1995.–P. 135–136.

91. Канарейкин Д.Б., Поляризация радиолокационных сигналов / Канарейкин Д.Б., Павлов Н.Ф., Потехин В.А. – М.:Сов.радио, 1965. – 440 с.
92. Yanovsky M. S. Polarization quasiopical phase shifter / Yanovsky M. S. Knyaz'kov B. N., Izvestiya VUZov, Radioelektronika, 1970, vol. 13, № 11, – P. 1199–1204.
93. Lait A.J. Broadband circular polarisers / Lait A. J. The Marconi Review, 1969, №32, – 173 p.
94. Murray A.G. High Efficiency Half-Wave Plates for Submillimetre Polarimetry / Murray A. G., Flett A. M., Murray G., P.A.R. Ade. Infrared Phys., Vol. 33, № 2, 1992 pp. 113–125.
95. Kirschbaum H. IRE Trans. On Microwave and Techniques MTT–5 / Kirschbaum H., Chen S. //1957, №3, 199–203.
96. Kikuta H. Achromatic quarter-wave plates using the dispersion of form birefringence / Kikuta H., Ohira Y., Iwata K.,. Appl. Opt., 1997. – Vol. 36, №7, – P. 1566–1572.
97. Yokosuka S. S. Wide–Band Circular Polarizer / Yokosuka S. S., Watanabe R. United States Patent, Appl. № 827,638. May 22, 1979.
98. Кулешов Е. М. Измерения в суб–мм диапазоне волн / Кулешов Е. М. Киев: Наукова думка, 1986, – С. 140–157.
99. Koester C. J. Achromatic Combinations of Half-Wave Plates / Koester C. J. Journal of the Optical Society of America, 1959. – Vol. 49, Is. 4, –P. 405–409.
100. Adachi S. The Analysis of a Broad–Band Circular Polarizer Including Interface reflections / Adachi S., Kennaugh E. M., on Microwave Theory and Technics, 1960. IRE Transactions, 8(5):520 – 525.
101. Pancharatnam S. Achromatic combinations of birefringent plates / Pancharatnam *S* // Proc. Ind. Acad. Sci., 1955. A 41.

102. Iwanaga M. Subwavelength orthogonal polarization rotator / Iwanaga M. // Opt Lett., 2010; 35(2):109–11. doi: 10.1364/OL.35.000109
103. Hanany S. Millimeter-Wave Achromatic Half Wave Plate / Hanany S., Hubmayr J., Johnson B. R., Matsumura T., Oxley P., Thibodeau M., Applied Optics, 2005. Vol.44, № 22, 1, – P. 4666–4670
104. Конев В. А. Радиоволновая эллипсометрия / В. А. Конев, Е. М. Кулешов, Н. Н. Пунько ; под ред. И. С. Ковалева // Академия наук Белорусской ССР, Институт прикладной физики. – Минск : Наука и техника, 1985.

ДОДАТОК А
СПИСОК ПУБЛІКАЦІЙ ЗА ТЕМОЮ ДИСЕРТАЦІЇ

1. Косяк О. С. Дифференциальные фазовые секции на основе двулучепреломления формы в терагерцевом диапазоне частот / О. С. Косяк, В. И. Безбородов, Е. М. Кулешов, П. К. Нестеров // Радиофизика и электроника. – 2014. – Т. 5(19), № 3. – С. 92 – 97.
2. Косяк О. С. Согласование структур с двулучепреломлением формы со свободным пространством в терагерцевом диапазоне частот / О. С. Косяк, В. И. Безбородов, Е. М. Кулешов, В. В. Ячин // Радиофизика и электроника. – 2015. – Т. 6(20), № 2. – С. 83 – 89.
3. Косяк О. С. Перестраиваемые и широкополосные дифференциальные фазовые секции в терагерцевом диапазоне частот / О. С. Косяк, В. И. Безбородов, Е. М. Кулешов, П. К. Нестеров // Радиофизика и Радиоастрономия. – 2016. – Т. 21, №4. – С. 318-329.
4. Косяк О. С. Вращатель плоскости поляризации для широкополосного эллипсометра терагерцевого диапазона / О. С. Косяк, В. И. Безбородов, И. К. Кузьмичев // Радиофизика и Радиоастрономия. – 2017. – Т. 22, №1. – С. 78-85.
5. Kosiak O. S. Wideband Quasi-Optical Polarization Phase Shifter Operating in the THz Frequency Range / O. S. Kosiak, V. I. Bezborodov, P. K. Nesterov // Telecommunications and Radio Engineering. – 2017. – Vol.76, No 3. – P. 227-236.

Апробація результатів дисертації

1. Kosiak O. S. Differential Phase Sections Based on Form Birefringence Effect Operating in the Terahertz Frequency Range / V. I. Bezborodov, O. S. Kosiak, Ye. M. Kuleshov, V. V. Yachin // Proceedings of the 20th International Conference on Microwaves, Radar and Wireless

Communications (MIKON-2014), Gdańsk, Poland, June 16–18 – 2014. – Vol.1, **ISBN :** 978-83-931525-2-0.

2. Kosiak O. S. Variable and broadband differential phase sections in the THz frequency range / O. S. Kosiak, V. I. Bezborodov, Ye. M. Kuleshov // Proceedings of the 21th International Conference on Microwaves, Radar and Wireless Communications (MIKON-2016), Krakow, Poland, May 9÷11 – 2016; **ISBN:** 978-1-5090-2214-4
3. Kosiak O. S. Wideband quasi-optical polarization phase shifter operating in the THz frequency range / O.S. Kosiak, V.I. Bezborodov, P.K. Nesterov// Proceedings of the First Conference on Electrical and Computer Engineering (Ukrcon-2017), Kyiv, Ukraine, May 29 – June 2 – 2017; **ISBN:** 978-966-304-207-7.
4. Kosiak O. S. Differential Phase Sections Based on Form Birefringence in the Terahertz Frequency Range / O. S. Kosiak, V. I. Bezborodov, Ye. M. Kuleshov, V. V. Yachin // 14th Kharkiv Young Scientists Conference on Radiophysics, Electronics, Photonics and Biophysics, October14-17, 2014 / O. Ya. Usikov IRE NASU (Kharkiv, Ukraine).
5. Kosiak O. S. Matching the Differential Phase Sections Based On Form Birefringence Effect with Free Space in the Terahertz Frequency Range / O. S. Kosiak, V. I. Bezborodov, Ye. M. Kuleshov, V. V. Yachin // International Young Scientists Forum on Applied Physics, September 29 - October 2, 2015 / Dnipropetrovsk, Ukraine.